ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE : 114

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

François ROSTAS

PREMIÈRE THÈSE

Conductivité thermique électronique d'un plasma dans un champ magnétique

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 28 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. J. YVON — Président

P. GRIVET
J. L. DELCROIX
L. GOLDSTEIN
} Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A, N·
N· D'ORDRE : 114

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

François ROSTAS

PREMIÈRE THÈSE

Conductivité thermique électronique d'un plasma dans un champ magnétique

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 28 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. J. YVON — Président

P. GRIVET
J. L. DELCROIX
L. GOLDSTEIN
} Examinateurs

UNIV. LEIDEN BIBL.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen . . . M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo. & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie Végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo.
	MATHIEU J. P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUQUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie ayetématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho. physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MAITLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. appl.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	QUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	PETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général . . . R. POULAIN

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance au Professeur GOLDSTEIN qui m'a proposé le sujet de cette étude et en a constamment suivi l'évolution, tant au cours du travail expérimental dans son Laboratoire, que pendant la rédaction.

Je voudrais remercier aussi le Professeur YVON qui a bien voulu présider le jury, le Professeur GRIVET qui a accepté d'en faire partie et le Professeur DELCROIX qui a dirigé cette thèse à la faculté d'ORSAY.

Je dois aussi beaucoup au Docteur J.H. CAHN qui m'a aidé dans l'étude des phénomènes hors équilibre, qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie également Monsieur Georges KLEIN, Directeur au Centre de Recherches de la C.G.E., qui m'a généreusement accordé l'aide matérielle nécessaire pour terminer mon travail.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534905_0014

TABLE DES MATIÈRES

Pages

1 - INTRODUCTION 7

2 - PRINCIPE DE LA METHODE 10

2.1 - Conditions expérimentales 10

2.2 - Méthode de mesure 12
2.2.1 - Mesure de la conductivité thermique 12
2.2.2 - Mesure des paramètres du plasma 14

3 - BASE THEORIQUE DE LA MESURE 17

3.1 - Processus irreversibles - Choix des courants et des gradients 17

3.2 - Effets thermoélectriques 19

3.3 - Effet électrothermomagnétiques - Tenseur de conductivité thermoélectrique 21

3.4 - Les coefficients du tenseur thermoélectrique selon la théorie de Landshoff 24
3.4.1 - Résolution de l'équation de Boltzmann 24
3.4.2 - Détermination des coefficients thermomagnétiques. 30

3.5 - Propagation de la chaleur 32
3.5.1 - Equation de conservation de l'énergie 32
3.5.2 - Flux ambipolaires 34
3.5.3 - Equation de la chaleur 38
3.5.4 - Répartition de température en l'absence de champ magnétique 40
3.5.5 - Influence de la variation de K avec la température 42
3.5.6 - Répartition en présence d'un champ magnétique, cas du problème à une dimension 43
3.5.7 - Répartition en présence de champ magnétique. Problème à deux dimensions 45

4 - METHODES DE MESURE 47

4.1 - Dispositif expérimental 47

4.2 - Mesure des paramètres du plasma par interaction avec une onde centimétrique 51

Pages

4.2.1 - Principe..... 51
4.2.2 - Constante diélectrique du plasma..... 52
4.2.3 - Impédance d'un barreau diélectrique dans un guide..... 53
4.2.4 - Aspects expérimentaux..... 55
4.2.5 - Discussion de la méthode..... 57

4.3 - Mesure des températures électroniques par extinction de la post-luminescence..... 58
4.3.1 - Principe..... 58
4.3.2 - Distance de relaxation..... 60
4.3.3 - Temps de relaxation..... 63

5 - RESULTATS..... 67

5.1 - Mesures préliminaires..... 67
5.1.1 - Mesure des fréquences de collision et des temps de relaxation..... 67
5.1.2 - Coefficients de recombinaison..... 72
5.1.3 - Température électronique dans la post-luminescence..... 73

5.2 - Mesures effectuées sur le tube de section circulaire... 76
5.2.1 - Déroulement des mesures..... 76
5.2.2 - Résultats..... 78

5.3 - Mesures effectuées sur le tube de section rectangulaire. 83
5.3.1 - Déroulement des mesures..... 83
5.3.2 - Résultats..... 87

6 - CONCLUSION..... 97

7 - BIBLIOGRAPHIE..... 99

APPENDICE A..... 101

APPENDICE B..... 105

APPENDICE C..... 109

1 - INTRODUCTION

La théorie des phénomènes électroniques de transport dans un gaz complètement ionisé a été publiée il y a déjà plusieurs années [1], [14], mais les vérifications expérimentales en sont rares, sinon inexistantes, à cause des difficultés que présenteraient de telles mesures sur les plasmas fortement ionisés que l'on peut réaliser au laboratoire.

Le présent travail se place à la suite des expériences de GOLDSTEIN et de ses collaborateurs [2] qui ont prévu et vérifié expérimentalement que, dans la post-luminescence des décharges créées dans des gaz rares, on pouvait rencontrer des conditions où les collisions électron-ion prennent complètement le pas sur les collisions électron-neutre. Dans un tel plasma, les électrons se comportent essentiellement comme s'ils se trouvaient au sein d'un gaz totalement ionisé. Le gaz d'électrons peut en outre y être étudié de façon indépendante grâce aux méthodes de mesures fondées sur l'interaction des ondes centimétriques avec le plasma. En effet, de par leur faible masse, les électrons sont les seuls dans le plasma à pouvoir osciller aux fréquences considérées ($\sim$10 GHz). Ils peuvent donc, d'une part, être chauffés sélectivement par une onde de fréquence appropriée et on peut, d'autre part, déterminer leurs caractéristiques en faisant abstraction des autres constituants du plasma. L'observation de la lumière de recombinaison donne également des renseignements sur les propriétés des électrons et en particulier leur température. On voit donc qu'en utilisant un plasma de post-décharge c'est-à-dire un plasma froid on pourra étudier, comme une entité indépendante, un gaz d'électrons qui se comportera comme s'il était au sein d'un gaz totalement ionisé, ce qui nous permettra de comparer les résultats expérimentaires aux théories existantes. En outre les moyens expérimentaux à mettre en oeuvre seront beaucoup plus simples que si l'on avait voulu faire les mêmes mesures sur un plasma très fortement ionisé, tel que ceux que l'on réalise en vue de la fusion thermonucléaire controlée. Nous verrons aussi que l'utilisation de plasmas froids en cours de recombinaison nous fournit une méthode de mesure locale de la température électronique (ou de ses variations relatives) qui n'a pas d'équivalent dans d'autres conditions.

Ceci posé, il reste encore à savoir si le gaz d'électrons se comporte bien comme un milieu indépendant pour ce qui est du transport de chaleur. Pour qu'il en soit ainsi il faut qu'il soit suffisamment découplé du reste du plasma pour que les échanges d'énergie se fassent de préférence entre électrons et ions (ou neutres).

GOLDSTEIN et SEKIGUCHI [3], [4], après avoir prévu que tel devait être le cas pour certains plasmas de la post-luminescence des décharges dans les gaz rares, avaient pu le vérifier expérimentalement en utilisant judicieusement les techniques mentionnées plus haut. La conductivité thermique des électrons, calculée par SPITZER et HARM en tenant compte des collisions électron-électron, et les mesures faites se trouvèrent en bon accord.

Nous nous sommes proposé ici d'entreprendre des mesures de même nature, mais en présence d'un champ magnétique perpendiculaire au flux de chaleur, afin de voir si la théorie du transport dans le gaz d'électrons proposée par LANDSHOFF pouvait être vérifiée. Nous avons opéré dans un plasma créé par une très courte décharge dans du néon. Les mesures ont été faites dans la période de post-luminescence qui suit la décharge et au cours de laquelle le plasma est quasiment isotherme à une température très proche de l'ambiante.

La méthode employée consiste à échauffer localement, pendant un court intervalle de temps, le gaz d'électrons par absorption d'une onde centimétrique et à mesurer ensuite la diffusion de la chaleur en déterminant la distribution de température qui en résulte. En l'absence de champ magnétique, la propagation de la chaleur avait pu être traitée comme un problème à une seule dimension. Dans le cas qui nous occupe, il nous a fallu étudier le problème en deux dimensions par suite du caractère tensoriel que prend la conductivité thermique en présence d'un champ magnétique.

Pour certaines géométries particulières, nous comparons donc la distribution de la température dans le gaz d'électrons à celle que permet de prévoir la solution des équations de transmission de la chaleur. L'étude de cette distribution dans le plan perpendiculaire au champ magnétique permet de déterminer les deux termes du tenseur de conductivité thermique. Ces mesures, répétées pour une série de valeurs du champ magnétique, permettent de comparer la variation de la conductivité en fonction du champ à celle prévue par la théorie. Il est nécessaire pour effectuer la comparaison de connaître certains paramètres définissant le gaz d'électrons et le plasma (densité, fréquence de collision, temps de relaxation thermique, température des électrons) qui sont mesurés séparément par interaction d'une onde centimétrique avec le plasma.

Après avoir exposé rapidement les bases expérimentales de la méthode employée, nous reviendrons sur les fondements phénoménologiques de la définition des coefficients thermomagnétiques en nous aidant des concepts de la thermodynamique des processus irréversibles. Nous exposerons ensuite les grandes lignes du calcul donnant, à partir de l'équation de BOLTZMANN, les coefficients de transport en présence d'un champ magnétique et nous nous efforcerons de faire le lien entre ces coefficients et ceux définis par la thermodynamique. Nous emploierons ensuite les hypothèses des flux ambipolaires pour calculer les coefficients de conductivité thermique qui peuvent être atteints expérimentalement compte tenu des interactions de charge d'espace entre électrons et ions. Nous verrons que, du fait de la faible mobilité des ions et les courants étant supposés de nature ambipolaire, il faut s'attendre à mesurer la conductivité à courant nul.

Partant ensuite de l'équation de conservation de l'énergie, nous déterminerons la distribution de température à prévoir dans la géométrie employée. Pour ce faire, nous serons amenés à admettre que les flux de chaleur transversaux sont nuls et à définir une conductivité thermique dite "adiabatique". C'est, selon nous, cette conductivité qui intervient dans nos mesures et c'est elle que nous utilisons comme référence dans les comparaisons.

Dans une deuxième partie, nous exposerons les travaux expérimentaux effectués : mesure des paramètres du plasma par interaction avec une onde centimétrique et des températures électroniques à l'aide de la lumière de recombinaison. Nous comparerons ensuite les résultats obtenus pour les sections efficaces à ceux que l'on peut trouver dans la littérature, et nous serons amenés à faire certaines hypothèses concernant le réchauffage des

électrons par des collisions inélastiques pour expliquer l'évolution de la température électronique dans la post-luminescence.

Nous analyserons ensuite les mesures de conductivité thermique et nous les comparerons à la théorie de LANDSHOFF. Constatant finalement un écart important entre nos mesures et la théorie nous chercherons à savoir si nos résultats doivent faire mettre en doute l'ensemble de la théorie ou plutôt la façon dont nous l'avons appliquée, c'est-à-dire les hypothèses faites pour interpréter les résultats expérimentaux.

2 - PRINCIPE DE LA MÉTHODE

2.1 - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les mesures sont faites dans la post-luminescence d'une courte décharge. Nous sommes donc en présence d'un plasma inactif dont les différents constituants sont thermalisés et se trouvent, en principe, à la température ambiante. Nous verrons par la suite que certains phénomènes "actifs" subsistent qui ont pour effet de relever quelque peu la température électronique initiale. La nature du gaz employé et sa pression sont choisies de façon à rendre prépondérantes les collisions électron-ion. Pour des densités voisines de 10^{12} électrons par cm^3 la fréquence de collision électron-ion peut s'écrire : [5]

$$\nu_{ei} = 15,2\ 10^{-6}\ n T^{-3/2}$$

La fréquence de collision électron-atome s'écrit :

$$\nu_{ea} = N v Q_{ea}$$

où N est le nombre total d'atomes par unité de volume, v la vitesse d'un électron et Q la section efficace de collision.

Dans le cas de l'hélium Q_{ea} est indépendant de v et l'on peut écrire $\nu_{ea} \sim p T^{1/2}$. Pour le néon Q_{ea} est proportionnel à v et par conséquent $\nu_{ea} \sim p T$.

Pour le néon $\nu_{ea} = 1,1\ 10^5\ p T$ [6] (p en mm de mercure) et pour l'hélium $\nu_{ea} = 1,44\ 10^7\ p T^{1/2}$ [7].

Pour T = 300° K, n = 10^{12} cm^{-3} et p = 1 mm de mercure

$$\nu_{ei} = 3 \quad 10^9\ s^{-1}$$

$$\nu_{ea} = 3,3\ 10^7\ s^{-1} \text{ pour le néon}$$

$$\nu_{ea} = 2,5\ 10^8\ s^{-1} \text{ pour l'hélium}$$

On voit que pour ces deux gaz et dans les conditions expérimentales indiquées les collisions électron-ion prédominent largement. Tous les autres gaz ont des sections efficaces nettement supérieures et leur emploi serait donc limité aux très basses pressions qui ne sont pas favorables à nos expériences. Les autres gaz rares, qui pourtant ont des sections efficaces relativement faibles, présentent l'inconvénient de donner lieu à un fort effet Ramsauer aux faibles énergies électroniques qui nous intéressent et par conséquent leur section efficace varie très rapidement en fonction de la température.

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, les mesures concernant les propriétés du gaz d'électrons sont possibles parce que celui-ci est fortement découplé du reste du plasma. Les échanges d'énergie entre électrons et constituants lourds (ions ou atomes) sont en effet très inefficaces : lors d'une collision élastique un électron cède seulement une fraction $G = \frac{2m}{M}$ de son énergie. Or, dans le cas de collisions avec un atome ou un ion de Néon $G = 5,5\ 10^{-5}$ et dans le cas de l'hélium $G = 2,7\ 10^{-4}$. Par conséquent, si l'on échauffe localement les électrons, l'énergie ainsi fournie tendra à rester dans le gaz d'électrons et à gagner par conduction des régions où ce gaz est plus froid plutôt que d'être partagée sur place avec les autres constituants. Il n'en reste pas moins qu'une partie de la chaleur fournie aux électrons passe aux autres constituants ; on assiste donc, lors de la diffusion de la chaleur autour de la région chauffée, à une compétition entre la propagation et l'atténuation par collisions. Cet état de fait peut être caractérisé par une distance de relaxation (ρ) qui définit grosso-modo la distance que peut parcourir la chaleur dans le gaz d'électrons avant d'être dissipée au contact des autres constituants.

Pour une géométrie unidimensionnelle et dans le cas d'un régime permanent l'équation de la chaleur s'écrit :

$$K \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{3}{2} n k \frac{\theta}{\tau}$$

où $\tau = 1/G\nu$ est le temps de relaxation relatif à l'énergie électronique.

et $$\theta = T_e - T_i$$

La solution est de la forme :

$$\theta = \theta_o \exp\left(-\frac{x}{\rho}\right)$$

où $\rho = \frac{2K}{3nk}\tau$ est la longueur de relaxation.

On remarque donc l'intérêt qu'il y a à travailler avec des densités électroniques aussi faibles et des gaz aussi lourds que possible de façon à augmenter ρ en diminuant n et en augmentant τ. On est cependant limité par la diminution de ν_{ei} relativement à ν_{ea} et aussi par la diminution de la luminosité du plasma. On est donc amené à travailler à des densités voisines de 10^{12} cm^{-3}. Les conditions imposées sur la fréquence de collision électron-atome ne nous avaient laissé le choix qu'entre le Néon et l'Hélium comme support du plasma, on voit que seul le Néon demeure maintenant car, toutes choses restant égales par ailleurs, τ sera cinq fois plus élevé dans le Néon du fait de sa masse. Dans les conditions expérimentales choisies ρ est alors de l'ordre du centimètre, ce qui le rend mesurable aisément.

Les courtes décharges employées ($\sim 2\mu$sec.) ne réchauffent pas notablement le gaz et l'énergie thermique cédée par les électrons aux ions est également très faible. De toute manière, les atomes sont en bon contact thermique avec l'ambiante, les ions de leur côté sont en contact étroit avec les atomes. Les constituants lourds du plasma sont donc à la température ambiante durant toutes les expériences. On voit alors apparaître le schéma

suivant lequel se déroulent les échanges d'énergie. Venant de la source extérieure, l'énergie s'accumule localement dans un élément de volume du gaz d'électrons, elle s'écoule ensuite au sein de ce gaz tout en se transférant partiellement aux ions et de là elle va immédiatement aux atomes puis dans l'atmosphère environnante. D'autres mécanismes de perte sont convenables, mais on peut montrer qu'ils jouent un rôle négligeable : ce sont les pertes d'énergie par diffusion et par recombinaison ainsi que par contact direct avec les parois du tube expérimental. Les deux premiers seront examinés en détail plus loin.

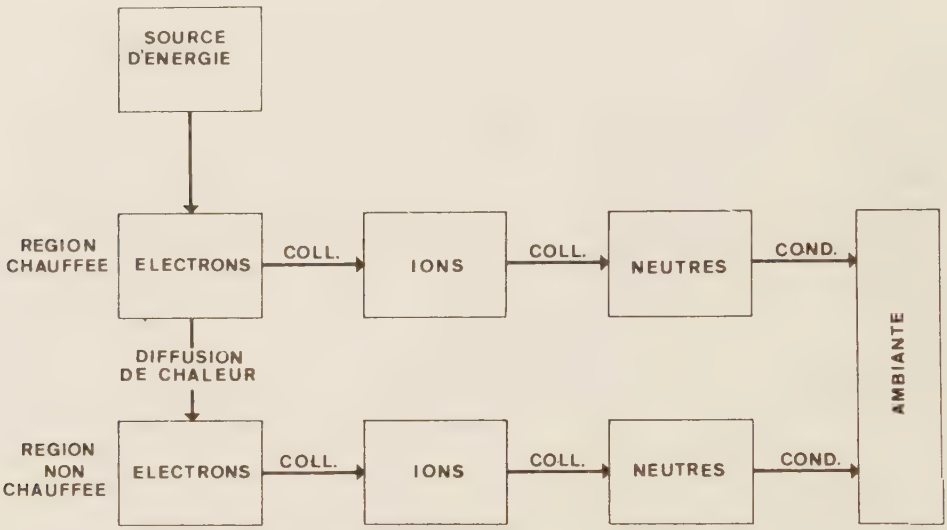

Figure 1 - Evolution de l'énergie électronique.

Le dernier mécanisme voit son importance diminuer du fait de l'existence aux parois d'une gaine pratiquement vide d'électrons. La plupart des électrons qui arrivent à la paroi sont repoussés par la charge d'espace et ne peuvent céder leur énergie. On a donc là un excellent isolement thermique.

2.2 - METHODE DE MESURE

2.2.1 - **Mesure de la conductivité thermique.**

Le plasma est créé dans un tube en verre par une courte décharge à haute tension (2 µs, 3.000 V). Le tube traverse un guide d'onde (bande 3 cm) et au cours de la post-luminescence, environ 200 µs après la décharge, on envoie dans le guide une impulsion de 20 µs et d'une puissance de 50 mW environ. Cette énergie est partiellement absorbée par le gaz d'électrons qui se trouve donc échauffé localement. Par conduction thermique la chaleur diffuse ensuite en dehors de la région chauffée et l'on obtient une répartition de température dans le plasma situé à l'extérieur du guide d'onde. L'étude de cette répartition permet de déterminer la conductibilité thermique ou plutôt la diffusivité D = K/c.

La déviation de la température électronique est mesurée à l'aide du phénomène d'extinction de la post-luminescence qui a été mis en évidence et souvent mis à profit par GOLDSTEIN et ses collaborateurs [8]. La lumière émise pendant la post-luminescence provient du retour à l'état fondamental d'atomes et de molécules excités provenant des recombinaisons électron-ion. L'intensité lumineuse est donc proportionnelle au nombre de recombinaisons par unité de temps :

$$I \sim - \frac{dn_i}{dt} = \alpha n_i n_e$$

Or, le coefficient de recombinaison α dépend de la température électronique : il décroît lorsque celle-ci s'élève. Par conséquent, toute variation de la température électronique se traduira immédiatement par une variation de l'intensité de la post-luminescence. L'emploi de ce phénomène pour mesurer l'élévation de la température électronique n'est valable que si cette élévation est suffisamment faible pour que les collisions restent élastiques et que la perte additionnelle d'électrons provoquée par une diffusion accrue reste négligeable. Dans le cas contraire, on assiste non pas à une diminution mais, soit à une augmentation de la luminosité due à l'excitation des atomes, soit à une diminution excessive de cette luminosité due à la perte de particules par diffusion. On admet généralement [9] et cela a été vérifié expérimentalement pour l'Hélium [10] que α varie suivant une loi en $T^{-3/2}$. Ceci permet donc de déterminer la variation relative de température θ/T en mesurant la variation relative d'intensité lumineuse.

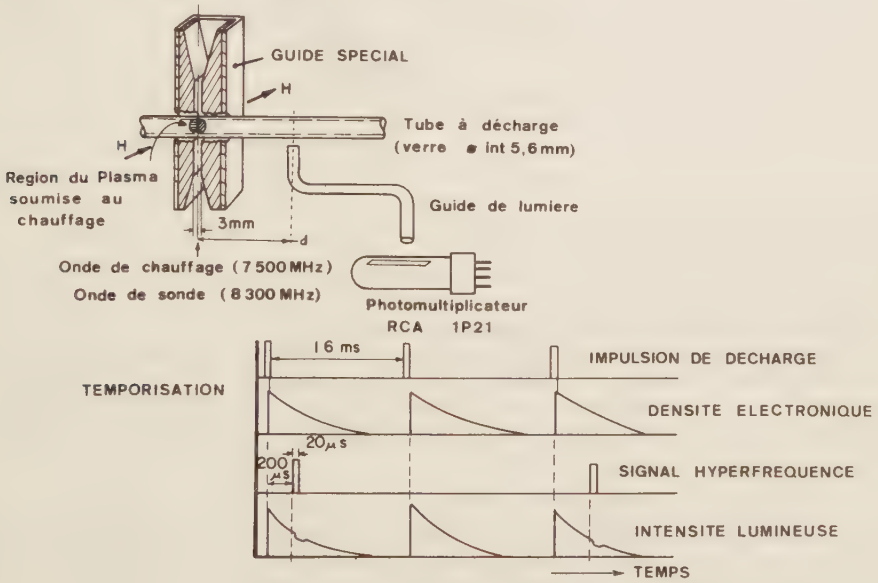

Figure 2 - Schéma de l'expérience.

On mesure, à l'extérieur de la région directement chauffée par l'onde, la répartition de température en explorant la lumière émise par le plasma pendant l'impulsion de chauffage. Cette mesure a été faite dans deux géométries différentes (fig. 3). Dans la première, le plasma est créé dans un tube

cylindrique qui permet de mesurer les paramètres du plasma par interaction avec une onde centimétrique de sonde mais n'autorise pas une exploration de la température dans le plan perpendiculaire du champ magnétique. Dans l'autre géométrie, où le plasma est créé dans un tube de section rectangulaire on peut, au contraire, mesurer la répartition de T_e dans le plan et en déduire les deux termes du tenseur de conductivité, mais les mesures en ondes centimétriques sont plus difficiles.

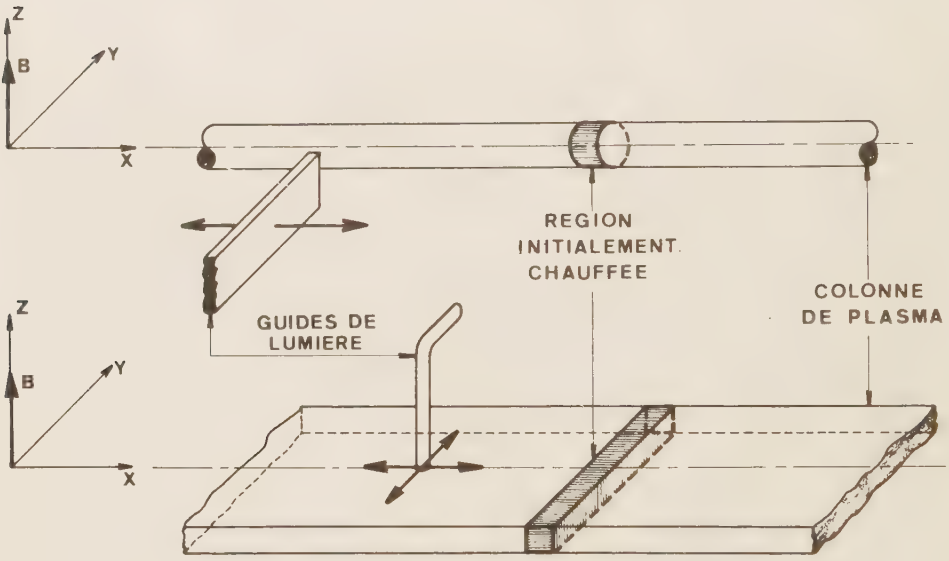

Figure 3 - Dispositions géométriques employées.

2.2.2 - **Mesure des paramètres du plasma.**

La connaissance de certains paramètres caractéristiques du plasma est nécessaire pour l'interprétation des mesures. La densité électronique et la fréquence de collision sont mesurées par l'interaction entre le plasma et une onde hyperfréquence se propageant dans le même guide que l'onde servant au chauffage des électrons : on détermine l'impédance complexe de l'obstacle créé par le plasma dans le guide. Cette mesure permet de remonter à la constante diélectrique complexe du plasma et, de là, à la densité et à la fréquence de collision des électrons.

Le temps de relaxation τ est mesuré optiquement en utilisant de nouveau le phénomène d'extinction de la post-luminescence : on étudie cette fois la décroissance de la température électronique après la cessation brusque de l'impulsion de chauffage : la constante de temps de cette décroissance donne la valeur du temps de relaxation.

Pour la seconde géométrie employée dans cette étude, la mesure de n et ν par interaction onde-plasma n'a pas pu être faite. On a alors eu recours à des mesures relatives portant sur τ : les mesures précises d'interaction avec les ondes centimétriques dans la première géométrie ont permis de

vérifier la relation entre n et ν et aussi que la fréquence de collision mesurée correspondait bien à des collisions électron-ion. La mesure de τ utilisant la lumière de recombinaison permet donc de connaître ν et donc de remonter à la densité électronique puisque $\nu = \nu_{ei}$ et ν_{ei} est proportionnel à n_e.

Les mesures consistent donc, en un instant donné de la post-luminescence, à relever la densité des électrons, leur fréquence de collision, le temps de relaxation et les longueurs de relaxation caractérisant la distribution de température à l'extérieur du volume chauffé. De ces mesures, répétées pour diverses valeurs du paramètre ω_B/ν caractérisant le champ magnétique (où ω_B est la fréquence cyclotron), on peut déduire la variation de la conductivité thermique. La théorie de Landshoff montre en effet, comme on peut s'y attendre à la suite d'une analyse très simplifiée, que c'est le paramètre ω_B/ν qui caractérise le champ magnétique en relation avec un plasma. Nous avons mis ceci à profit dans certains cas en faisant varier, non pas le champ magnétique, mais la fréquence de collision, c'est-à-dire le moment de la mesure dans la post-luminescence, pour étudier l'évolution de la conductivité.

Avant de revenir avec plus de détails sur ces mesures, il nous paraît maintenant utile de reprendre l'étude théorique des phénomènes de transport afin de pouvoir interpréter valablement les mesures faites.

3 - BASE THÉORIQUE DE LA MESURE

3.1 - PROCESSUS IRREVERSIBLES. CHOIX DES COURANTS ET DES GRADIENTS

Les mesures qui ont été faites intéressent un milieu dans lequel circulent des courants d'énergie, de charges électriques et de matière. Ces courants sont provoqués par ce que nous appellerons des "forces généralisées" ou encore des gradients (de température, de potentiel électrique ou de concentration). L'interprétation de ces phénomènes devra donc faire appel à la thermodynamique des processus irréversibles puisque leur existence même provient d'une absence d'équilibre dans le milieu considéré. L'étude de ces phénomènes est en général fondée sur des lois empiriques qui font intervenir une relation linéaire entre les courants et les gradients qui en sont la cause (loi d'Ohm, loi de Fick, etc.). Lorsque plusieurs de ces phénomènes se produisent simultanément, ils interagissent et l'on écrit la relation entre courants et gradients sous forme matricielle :

$$\vec{C}_i = \sum_j L_{ij} \vec{G}_{ij} \qquad (3\text{-}1\text{-}1)$$

où les C sont des courants et les G des gradients. ONSAGER [11] a montré que la matrice des L_{ij} possédait la propriété de symétrie :

$$L_{ij}(H) = L_{ji}(-H) \qquad (3\text{-}1\text{-}2)$$

En l'absence de champ magnétique cette relation devient :

$$L_{ij} = L_{ji}$$

Pour pouvoir appliquer la relation de symétrie d'ONSAGER, il faut que les courants et les forces soient reliés à la variation de l'entropie par une relation de la forme :

$$\frac{dS}{dt} = \sum_{ij} L_{ij} \vec{C}_i \cdot \vec{G}_j \qquad (3\text{-}1\text{-}3)$$

où S est l'entropie par unité de volume au point considéré. On voit que, par cette relation, l'intensité des phénomènes irréversibles est liée à la vitesse de croissance de l'entropie. Cette façon de procéder, qui fait l'originalité de la thermodynamique des processus irréversibles, revient à considérer que la croissance de l'entropie est la cause profonde des courants qui circulent pour ramener à l'équilibre un système qui en a été écarté. Les forces à associer à une série de courants peuvent être déterminées en écrivant le taux de formation de l'entropie en fonction de ces courants et en identifiant l'expression obtenue à (3-1-3). La relation d'Onsager s'applique alors aux

coefficients L_{ij} qui servent à exprimer linéairement les courants en fonction des gradients. Si les courants sont écrits en fonction de forces autres que celles qui ont été définies à partir du taux de croissance de l'entropie, les relations $L_{ij} = L_{ji}$ sont remplacées par d'autres, plus complexes, que l'on peut trouver en exprimant les mêmes courants en fonction des deux séries de gradients et en éliminant algébriquement les L_{ij}.

Considérons le cas où coexistent dans un système stationnaire un courant d'énergie $\vec{W}$ et un courant de particules $\vec{J}$. Ceux-ci sont définis par les relations :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{W} = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{\text{Sources}} \qquad (3\text{-}1\text{-}4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Sources}} \qquad (3\text{-}1\text{-}5)$$

où U est l'énergie interne par unité de volume et n la densité de particules. On définit aussi un courant d'entropie $\vec{S}$ par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = \frac{\partial S}{\partial t} \qquad (3\text{-}1\text{-}6)$$

où $\partial S/\partial t$ est l'entropie créée par unité de temps par les phénomènes irréversibles étudiés. Le courant de chaleur Q est défini par :

$$\vec{Q} = T\vec{S} \qquad (3\text{-}1\text{-}7)$$

Nous nous limiterons ici au cas des systèmes isolés, c'est-à-dire au cas où l'on a

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{W} = 0 \qquad (3\text{-}1\text{-}8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \qquad (3\text{-}1\text{-}9)$$

Dans le cas où les phénomènes sont stationnaires il est possible de diviser le volume en éléments pour lesquels on définit une température, une énergie interne et un potentiel chimique μ de la même façon que s'ils étaient chacun en équilibre. On peut alors écrire pour le $n^{ième}$ élément :

$$T\,\delta S_n = \delta U_n - \mu\,\delta n_n \qquad (3\text{-}1\text{-}10)$$

où μ est le potentiel électrochimique. On en déduit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{T}\vec{W}\right) - \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\mu}{T}\vec{J}\right) \qquad (3\text{-}1\text{-}11)$$

S étant défini à une constante près qui ne dépend ni de T ni de la position, on en déduit :

$$T\vec{S} = \vec{W} - \mu\vec{J} \qquad (3\text{-}1\text{-}12)$$

ou

$$\vec{Q} = \vec{W} - \mu\vec{J} \qquad (3\text{-}1\text{-}13)$$

Compte tenu de (3-8) et (3-9), (3-11) donne :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = \frac{\partial S}{\partial t} = \vec{W} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T}\right) - \vec{J} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{\mu}{T}\right) \qquad (3\text{-}1\text{-}14)$$

ou encore, compte tenu de (3-13) :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \vec{Q} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T}\right) - \frac{1}{T} \vec{J} \cdot \vec{\nabla} \mu \qquad (3\text{-}1\text{-}15)$$

Notons que (3-1-13) donne :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} = \vec{\nabla} \cdot \vec{W} - \vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{J}) = - \vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{J}) = - (\mu \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \vec{J} \cdot \vec{\nabla} \mu) = - \vec{J} \cdot \vec{\nabla} \mu$$

puisque : $$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = \vec{\nabla} \cdot \vec{W} = 0$$

(3-1-15) peut donc s'écrire :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \vec{Q} \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{T} + \frac{1}{T} \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} \qquad (3\text{-}1\text{-}16)$$

ce qui montre que l'entropie est produite par deux causes :

a) le passage de la chaleur d'une région de température plus élevée à une région où la température est plus basse ce qui correspond au premier terme,

b) la dégradation du potentiel électrochimique en chaleur (effet Joule par exemple).

3.2 - EFFETS THERMOELECTRIQUES

Ayant exprimé le taux de formation d'entropie en fonction des courants auxquels nous nous intéressons il est maintenant possible d'en déduire quels sont les gradients qui s'y rapportent.

En comparant (3-1-15) et (3-1-3), on en déduit que les gradients correspondant respectivement au courant de particules et au courant de chaleur sont :

$$\frac{1}{T} \vec{\nabla} \mu \qquad \text{et} \qquad \vec{\nabla} \left(\frac{1}{T}\right)$$

Si l'on considère le flux d'énergie interne au lieu du flux de chaleur, le terme $\frac{1}{T} \vec{\nabla} \mu$ doit être remplacé par $\vec{\nabla} \left(\frac{\mu}{T}\right)$, (cf. 3-1-14).

On peut donc écrire :

$$- \vec{J} = L_{11} \frac{1}{T} \vec{\nabla} \mu + L_{12} \vec{\nabla} \frac{1}{T} \qquad (3\text{-}2\text{-}1)$$

$$\vec{Q} = L_{21} \frac{1}{T} \vec{\nabla} \mu + L_{22} \vec{\nabla} \frac{1}{T} \qquad (3\text{-}2\text{-}2)$$

avec la relation : $$L_{12} = L_{21} \qquad (3\text{-}2\text{-}3)$$

Notons que μ, potentiel électrochimique, est composé de deux termes :

$$\mu = \mu_c + \mu_e \tag{3-2-4}$$

μ_c est le terme chimique, il dépend de T et n :

$$\mu_c = kT \, \mathrm{Log}_e \frac{n h^3}{(2\pi m k T)^{3/2}} \tag{3-2-5}$$

μ_e est le terme électrique :

$$\mu_e = e\varphi \tag{3-2-6}$$

où φ est le potentiel électrostatique classique.

Les coefficients L_{ij} peuvent aisément être rattachés aux propriétés habituellement mesurées telles les conductivités électrique et thermique.

La conductivité thermique, K, est définie comme la densité de flux de chaleur par unité de gradient de température, *en l'absence de courant :*

$$K = - |\vec{Q}| / |\vec{\nabla} T| \qquad (\vec{J} = 0) \tag{3-2-7}$$

soit d'après (3-2-1), (3-2-2) et (3-2-3)

$$K = \frac{1}{T^2 L_{11}} [L_{11} L_{22} - L_{12}^2] \tag{3-2-8}$$

De même, la conductivité électrique, σ, est définie comme la densité de courant électrique par unité de gradient de potentiel chimique en l'absence de gradient de température :

$$\sigma = |e\vec{J}| / \left| \frac{1}{e} \vec{\nabla} \mu \right| \tag{3-2-9}$$

On voit tout de suite que, dans un milieu homogène et isotherme, le gradient de potentiel électrochimique est égal au gradient du potentiel électrique car $\nabla \mu_c = 0$:

$$\nabla \mu = \nabla \mu_e = e \nabla \varphi$$

Il en résulte :

$$\sigma = e^2 L_{11} / T \tag{3-2-10}$$

D'autre part, la condition J = 0, entraîne :

$$\vec{\nabla} \mu = \frac{L_{12}}{L_{11}} \frac{1}{T} \vec{\nabla} T \tag{3-2-11}$$

c'est-à-dire que l'existence d'un gradient thermique entraîne celle d'un gradient électrochimique que l'on écrit :

$$\vec{\nabla} \mu = - e \bar{\alpha} \vec{\nabla} T \tag{3-2-12}$$

$\bar{\alpha}$ est alors le pouvoir thermoélectrique du milieu.

$$\bar{\alpha} = -\frac{L_{12}}{L_{11}}\frac{1}{T}$$

Ayant rattaché les propriétés usuelles du milieu aux coefficients L_{ij}, on peut, réciproquement, écrire :

$$L_{11} = \frac{T}{e^2}\sigma \qquad (3\text{-}2\text{-}13)$$

$$L_{12} = -\frac{T}{e^2}\sigma\bar{\alpha} \qquad (3\text{-}2\text{-}14)$$

$$L_{22} = T^3\sigma\bar{\alpha}^2 + T^2K \qquad (3\text{-}2\text{-}15)$$

3.3 - EFFETS ELECTROTHERMOMAGNETIQUES. TENSEUR DE CONDUCTIVITE THERMOELECTRIQUE

Considérons maintenant un milieu isotrope soumis à un champ magnétique dirigé suivant l'axe Oz, les courants et les gradients restant dans le plan xOy. On a les relations :

$$\vec{S} = \frac{1}{T}\vec{W} - \frac{\mu}{T}\vec{J} \qquad (3\text{-}1\text{-}12)$$

$$\vec{Q} = T\vec{S} = \vec{W} - \mu\vec{J} \qquad (3\text{-}1\text{-}13)$$

$$\frac{dS}{dt} = \vec{Q}\cdot\vec{\nabla}\frac{1}{T} - \vec{J}\cdot\left(\frac{1}{T}\vec{\nabla}\mu\right) \qquad (3\text{-}1\text{-}15)$$

La relation (3-1-15) peut s'écrire :

$$\frac{dS}{dt} = Q_x\nabla_x\frac{1}{T} + Q_y\nabla_y T - J_x\frac{1}{T}\nabla_x\mu - J_y\frac{1}{T}\nabla_y\mu$$

Cette relation nous permet de déterminer les gradients et les courants à employer pour pouvoir écrire la relation d'Onsager. On obtient :

$$-J_x = L_{11}\frac{1}{T}\nabla_x\mu + L_{12}\nabla_x\frac{1}{T} + L_{13}\frac{1}{T}\nabla_y\mu + L_{14}\nabla_y\frac{1}{T} \qquad (3\text{-}3\text{-}1)$$

$$Q_x = L_{21}\frac{1}{T}\nabla_x\mu + L_{22}\nabla_x\frac{1}{T} + L_{23}\frac{1}{T}\nabla_y\mu + L_{24}\nabla_y\frac{1}{T} \qquad (3\text{-}3\text{-}2)$$

$$-J_y = L_{31}\frac{1}{T}\nabla_x\mu + L_{32}\nabla_x\frac{1}{T} + L_{33}\frac{1}{T}\nabla_y\mu + L_{34}\nabla_y\frac{1}{T} \qquad (3\text{-}3\text{-}3)$$

$$Q_y = L_{41}\frac{1}{T}\nabla_x\mu + L_{42}\nabla_x\frac{1}{T} + L_{43}\frac{1}{T}\nabla_y\mu + L_{44}\nabla_y\frac{1}{T} \qquad (3\text{-}3\text{-}4)$$

ou encore sous forme tensorielle :

$$\begin{vmatrix} -J_x \\ Q_x \\ -J_y \\ Q_y \end{vmatrix} = \begin{Vmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{13} & L_{14} \\ L_{21} & L_{22} & L_{23} & L_{24} \\ L_{31} & L_{32} & L_{33} & L_{34} \\ L_{41} & L_{42} & L_{43} & L_{44} \end{Vmatrix} \begin{vmatrix} \frac{1}{T} \nabla_x y \\ \nabla_x (1/T) \\ \frac{1}{T} \nabla_y \mu \\ \nabla_y (1/T) \end{vmatrix} \qquad (3\text{-}3\text{-}5)$$

$$= \vec{\vec{C}} \begin{vmatrix} 1/T \ \nabla_x \mu \\ \nabla_x (1/T) \\ 1/T \ \nabla_y \mu \\ \nabla_y (1/T) \end{vmatrix}$$

L'isotropie du milieu dans le plan xOy implique :

$$L_{11} = L_{33}$$
$$L_{12} = L_{34}$$
$$L_{21} = L_{43}$$
$$L_{22} = L_{44}$$

et

$$L_{13} = - L_{31}$$
$$L_{32} = - L_{14}$$
$$L_{41} = - L_{23}$$
$$L_{42} = - L_{24}$$

La première série de relations découle de l'équivalence des directions Ox et Oy, la seconde de l'invariance des phénomènes lors d'une rotation autour de Oz.

En appliquant maintenant la relation d'Onsager :

$$L_{ij} (H) = L_{ij} (- H) \qquad (3\text{-}1\text{-}2)$$

le tenseur se réduit finalement à :

$$\vec{\vec{C}} = \begin{Vmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{13} & L_{14} \\ L_{12} & L_{22} & L_{14} & L_{24} \\ - L_{13} & - L_{14} & L_{11} & L_{12} \\ - L_{14} & - L_{24} & L_{12} & L_{22} \end{Vmatrix} \qquad (3\text{-}3\text{-}6)$$

En effet, il est clair que les coefficients L_{11}, L_{12}, L_{21}, L_{22} sont des fonctions paires de H ; car on ne s'attend pas à ce que les effets suivant Ox, par exemple, des gradients dirigés suivant Ox soient modifiés si H devient - H. Pour la raison inverse, il est clair que les coefficients L_{13}, L_{14}, L_{44} et L_{24} sont impairs en H.

Cette expression a l'inconvénient de ne pas faire apparaître sous forme explicite les coefficients expérimentaux que l'on a l'habitude de définir. Ceci provient de ce que l'on contrôle plus aisément lors des expériences les courants électriques que les gradients de potentiel chimique. PRIGOGINE et MAZUR [12] suivis en cela par CALLEN [13] ont proposé d'inverser partiellement la relation (3-3-5) pour faire apparaître ∇T et eJ comme variables indépendantes. Ils obtiennent l'expression :

$$\begin{vmatrix} -\frac{1}{e}\nabla_x \mu \\ -\frac{1}{e}\nabla_y \mu \\ Q_x \\ Q_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma^{-1} & H\mathcal{R} & -\bar{\alpha} & -H\eta \\ -H\mathcal{R} & \sigma^{-1} & H\eta & -\bar{\alpha} \\ -T\bar{\alpha} & -TH\eta & -K & -HK\mathcal{S} \\ TH\eta & -T\bar{\alpha} & HK\mathcal{S} & -K \end{vmatrix} \begin{vmatrix} eJ_x \\ eJ_y \\ \nabla_x T \\ \nabla_y T \end{vmatrix} \qquad (3\text{-}3\text{-}7)$$

En l'absence de gradients de température et de concentration $-\frac{1}{e}\nabla\mu$ est égal à E, le champ électrique. Le tenseur des effets thermomagnatiques a été exprimé directement en fonction des coefficients expérimentaux usuels. Leur définition est donc immédiatement apparente. On a :

Conductivité électrique :

$$\sigma = -\frac{eJ_x}{(1/e)\nabla_x \mu} \quad \text{pour} \quad J_y = \nabla_x T = \nabla_y T = 0 \qquad (3\text{-}3\text{-}8)$$

Pouvoir thermoélectrique :

$$\bar{\alpha} = \frac{(1/e)\ \nabla_x \mu}{\nabla_x T} \quad \text{pour} \quad J_x = J_y = \nabla_y T = 0 \qquad (3\text{-}3\text{-}9)$$

Coefficient de Hall :

$$\mathcal{R} = \frac{1}{H}\frac{(1/e)\nabla_y \mu}{eJ_x} \quad \text{pour} \quad J_y = \nabla_x T = \nabla_y T = 0 \qquad (3\text{-}3\text{-}10)$$

Coefficient de Nernst :

$$\eta = -\frac{1}{H}\frac{(1/e)\nabla_y \mu}{\nabla_x T} \quad \text{pour} \quad J_x = J_y = \nabla_y T = 0 \qquad (3\text{-}3\text{-}11)$$

Conductivité thermique :

$$K = -\frac{Q_x}{\nabla_x T} \quad \text{pour} \quad J_x = J_y = \nabla_y T = 0 \qquad (3\text{-}3\text{-}12)$$

Coefficient de Righi-Leduc :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{HK}\frac{Q_y}{\nabla_x T} \quad \text{pour} \quad J_x = J_y = \nabla_y T = 0 \qquad (3\text{-}3\text{-}13)$$

Il est courant d'écrire :

$$\vec{Q} = - \vec{\vec{K}}\, \vec{\nabla} \cdot T \qquad (3\text{-}3\text{-}14)$$

où $\vec{\vec{K}}$ est le tenseur de conductivité :

$$\vec{\vec{K}} = \begin{Vmatrix} K_{xx} & - K_{xy} \\ K_{xy} & K_{xx} \end{Vmatrix} \qquad (3\text{-}3\text{-}15)$$

Notons que le tenseur de conductivité ainsi défini correspond au cas où les courants de particules sont inexistants. Nous verrons que l'on peut aussi en définir un autre correspondant au cas où $\vec{\nabla}\mu = 0$.

En fonction des coefficients thermomagnétiques, nous avons :

$$K_{xx} = K \qquad (3\text{-}3\text{-}16)$$

$$K_{xy} = - HK\mathcal{S} \qquad (3\text{-}3\text{-}17)$$

3.4 - LES COEFFICIENTS DU TENSEUR THERMOÉLECTRIQUE SELON LA THEORIE DE 'LANDSHOFF

3.4.1 - **Résolution de l'équation de Boltzmann.**

LANDSHOFF [14] a calculé la valeur des coefficients thermomagnétiques pour un gaz d'électrons faisant partie d'un plasma complètement ionisé, compte tenu des collisions électron-ion et électron-électron.

Sans entrer dans les détails, nous nous proposons maintenant de résumer ce calcul afin de pouvoir montrer par la suite dans quelle mesure les résultats en sont applicables à nos expériences et quelles sont les principales hypothèses que l'on est conduit à faire.

On considère un gaz complètement ionisé ou les ions sont tous de même nature (masse M, charge Ze) et l'on écrit l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des vitesses électroniques (Φ). Le champ magnétique appliqué est dirigé suivant Oz. Les champs électriques et les gradients sont dans le plan xOy(*).

L'équation de Boltzmann s'écrit :

$$D(\Phi) = - J_{ee}\ (\Phi) - J_{ei}\ (\Phi, F_i) \qquad (3\text{-}4\text{-}1)$$

Dans le cas d'un phénomène stationnaire, D est l'opérateur défini par:

$$D(\Phi) = v_x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + v_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{e}{m} \left[\left(E_x + \frac{v_y}{c} H \right) \frac{\partial \Phi}{\partial v_x} + \left(E_y - \frac{v_x}{c} H \right) \frac{\partial \Phi}{\partial v_z} \right] \qquad (3\text{-}4\text{-}2)$$

(*) Dans l'article original de LANDSHOFF, B était dirigé suivant Oy et le problème étudié dans le plan xOz. Le trièdre Oxzy n'est pas direct, ce qui introduit certaines confusions de signe. Dans l'exposé qui suit nous avons rétabli B suivant Oz, ce qui entraîne quelques modifications de signe.

Les opérateurs de collision sont définis par :

$$J_{ei}(\Phi, F_i) = \iint \omega\, \sigma_{ei}(w, \theta)\, [\Phi(\vec{v}) F_i(\vec{v_i}) - \Phi(\vec{v'}) F_i(\vec{v_i'})]\, d\vec{v_i}\, d\Omega \qquad (3\text{-}4\text{-}3)$$

$$J_{ee}(\Phi) = \iint \omega\, \sigma_{ee}(w, \theta)\, [\Phi(\vec{v}) \Phi(\vec{v_e}) - \Phi(\vec{v'}) \Phi(\vec{v_e'})]\, d\vec{v_e}\, d\Omega \qquad (3\text{-}4\text{-}4)$$

v est la vitesse électronique.

w est le module des vitesses relatives de deux particules avant collision.

θ est la déflexion des trajectoires.

$d\Omega$ est l'élément d'angle solide dans la direction de v'.

F_i est la distribution des vitesses ioniques que l'on prend maxwellienne avec une température T_i :

$$F_i(v_i) = N_i\, B_i^3\, \pi^{-3/2} \exp(-B_i^2 v_i^2) \qquad (3\text{-}4\text{-}5)$$

où N_i est la densité ionique

et

$$B_i = [M_i / 2kT_i]^{1/2} \qquad (3\text{-}4\text{-}6)$$

σ_{ei} et σ_{ee} sont des sections efficaces de collision entre particules chargées :

$$\sigma_{ei} = (Ze^2/mw^2)^2 (1 - \cos\theta)^{-2} \qquad (3\text{-}4\text{-}7)$$

$$\sigma_{ee} = (e^2/mw^2)(1 - \cos\theta)^{-2} \qquad (3\text{-}4\text{-}8)$$

En se limitant au cas où les champs et les gradients appliqués sont faibles, on peut chercher une solution de l'équation de Boltzmann ayant la forme :

$$\Phi(x, y, \vec{v}) = f(x, y, v)\, [1 + v_x h_x(v) + v_y h_y(v)] \qquad (3\text{-}4\text{-}9)$$

où f est une distribution maxwellienne à la température T_e :

$$f = n\beta^3\, \pi^{-3/2} \exp(-\beta^2 v^2) \qquad (3\text{-}4\text{-}10)$$

où $n = n(xy)$ est la densité électronique

et

$$\beta = [m/2kT_e(x, y)]^{1/2} \qquad (3\text{-}4\text{-}11)$$

L'opérateur D se met alors sous la forme :

$$D(\Phi) = \left[\frac{eE_x}{kT} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x} - \frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial n}\left(\frac{3}{2} - \beta^2 v^2\right) + \omega_B h_y\right] v_x f + \left[\frac{eE_y}{kT} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial y} - \frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial y}\left(\frac{3}{2} - \beta^2 v^2\right) - \omega_B h_x\right] v_y f \qquad (3\text{-}4\text{-}12)$$

où ω_B est la pulsation cyclotron :

$$\omega_B = eH/mc \qquad (3\text{-}4\text{-}13)$$

et où l'on n'a conservé que les termes linéaires en v_x, v_y, h_x et h_y.

En tenant compte du fait que les ions sont beaucoup plus lourds que les électrons, l'opérateur J_{ei} peut se simplifier. On peut en effet assimiler w à v et admettre que $v_i' = v_i$ et $v' = v$ (ion quasi immobile avant la collision et transfert d'énergie négligeable).

On obtient :

$$J_{ei} = 4\pi\lambda N_i \left(\frac{Ze^2}{m}\right) \frac{v_x h_x + v_y h_y}{v^3} f(v) \qquad (3\text{-}4\text{-}14)$$

où $$\lambda = \frac{1}{2}\int_{\theta_1}^{\theta_2} (1 - \cos\theta)^{-1} d(\cos\theta) = \frac{1}{2} \mathrm{Log}_e \left[\frac{1 - \cos\theta_2}{1 - \cos\theta_1}\right] \qquad (3\text{-}4\text{-}15)$$

On voit que λ devient infini si $\theta_1 = 0$, c'est-à-dire que les collisions à très grande distance ne peuvent pas être prises en considération. Il faut donc limiter l'intégration.

On peut exprimer λ en fonction du paramètre d'impact p défini par :

$$\mathrm{cotg}\frac{\theta}{2} = (mv^2/Ze^2)\ p = p/p^* \qquad (3\text{-}4\text{-}16)$$

On a alors :

$$\lambda = \frac{1}{2} \mathrm{Log}_e \frac{1 + (p_1/p^*)^2}{1 + (p_2/p^*)^2} \qquad (3\text{-}4\text{-}17)$$

La façon de limiter l'intégrale (3-4-15) est toujours quelque peu arbitraire. LANDSHOFF fait remarquer que plus le paramètre d'impact d'une collision est grand plus la collision dure longtemps. Si ce temps vient à excéder la durée d'une oscillation du plasma, les ions et les électrons auront le temps de se réarranger de façon à faire écran entre l'électron et l'ion qui entrent en collision.

La durée de l'interaction est de l'ordre de p/v et la période des oscillations de plasma de l'ordre de $\frac{1}{\omega_p}$ ou ω_p est la fréquence de plasma. Landshoff prend donc comme limite supérieure du paramètre de collision :

$$p_1 = \frac{v}{\omega_p} \qquad (3\text{-}4\text{-}18)$$

Il considère aussi que les collisions "de front" sont interdites par le principe d'incertitude et que la limite inférieure pour p peut être prise égale à la longueur d'onde caractéristique de l'électron :

$$p_2 = \frac{h}{mv} \qquad (3\text{-}4\text{-}19)$$

Aux températures modérées ($T < 10^4$ °K) on a :

$$p_2/p^* \ll 1$$
$$p_1/p^* \gg 1$$

donc :

$$\lambda \simeq \mathrm{Log}_e \frac{p_1}{p^*} = \mathrm{Log}_e \left[\frac{mv^3}{Ze^2} \sqrt{\frac{m}{4\pi ne^2}} \right] \qquad (3\text{-}4\text{-}20)$$

Notons que λ est presque identique au terme $\mathrm{Log}_e \Lambda$ introduit par SPITZER [15] :

$$\mathrm{Log}_e \Lambda = \mathrm{Log}_e \frac{h}{p^*} = \mathrm{Log}_e \left[\frac{3}{2Ze^3} \left(\frac{k^3 T^3}{\pi n} \right)^{1/2} \right] \qquad (3\text{-}4\text{-}21)$$

où h est la longueur de Debye :

$$h = kT/4\pi ne$$

En effet, Spitzer limite l'intégration à la longueur de Debye et remplace v par $[3kT/m]^{1/2}$. Mais si l'on fait cette dernière opération dans le terme $\frac{v}{\omega_F}$ de Landshoff, on retrouve $h\sqrt{3}$. Or, on constate que Landshoff, dans ses calculs, considère le terme λ comme indépendant de v et le sort à chaque fois des intégrales portant sur la vitesse, sans indiquer quelle valeur de v il convient de prendre, bien que λ figure jusque dans les expressions finales de conductivité. Dans ce qui suit, nous remplacerons donc systématiquement le terme λ de Landshoff par Log Λ tel qu'il est défini par SPITZER. Le terme de collisions électroniques peut, après quelques manipulations et l'élimination des termes non linéaires en v et h, se mettre sous la forme :

$$J_{ee} = J_{ee}(h_x) + J_{ie}(h_y) \qquad (3\text{-}4\text{-}22)$$

avec :
$$J_{ee}(h_\mu) = \sum_j \frac{v_\mu v_j}{v^2} f(v)\, I_j(h_\mu) \qquad (j = x, y) \qquad (3\text{-}4\text{-}23)$$

et
$$I_j(h) = \int w\sigma f(v_e) \left[v_j h(v) + v_{ej} h(v_e) - v'_j h(v') - v'_{ej} h(v'_e) \right] d\vec{v}_e \, d\Omega \qquad (3\text{-}4\text{-}24)$$

Dans ces conditions (3-4-1) se sépare en deux parties :

$$\begin{aligned} &\frac{eE_x}{kT} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial x} - \left(\frac{5}{2} - \beta^2 v^2\right) \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial x} + \omega_s h_y + 4\pi\lambda \frac{e^4}{m^2} NZ^2 \frac{1}{v^3} h_x + \sum_j \frac{v_j}{v^2} I_j(h_x) = 0 \\ &\frac{eE_y}{kT} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial y} + \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial y} - \left(\frac{5}{2} - \beta^2 v^2\right) \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial y} - \omega_s h_x + 4\pi\lambda \frac{e^4}{m^2} NZ^2 \frac{1}{v^3} h_y + \sum_j \frac{v_j}{v^2} I_j(h_y) = 0 \end{aligned} \qquad (3\text{-}4\text{-}25)$$

Posons :
$$e\frac{E_\mu}{kT} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial \mu} + \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial \mu} = A_\mu \quad \text{et} \quad A = A_x + iA_y$$

$$\frac{1}{T}\partial T/\partial \mu = B_\mu \quad \text{et} \quad B = B_x + vB_y \qquad (3\text{-}4\text{-}26)$$

ainsi que :

$$h = h_x + i h_y$$

et :
$$C = 4\pi\lambda \frac{e^4}{m^2} NZ^2$$

(3-4-25) devient alors :

$$A - \left(\frac{5}{2} - \beta^2 v^2\right) B + \left(\frac{C}{v^3} - i\omega_B\right) h + \sum_j \frac{v_j I_j(h)}{v^2} = 0 \quad (3\text{-}4\text{-}27)$$

On développe maintenant la fonction h en utilisant les polynômes de Laguerre $\left(\text{ordre } \frac{3}{2}\right)$:

$$h = \sum P_r L_r(\beta^2 v^2) \quad (3\text{-}4\text{-}28)$$

Les opérateurs ayant été linéarisés en h, on obtient tout de suite :

$$A - L_1 B + \sum P_r \left[\left(\frac{C}{v^3} - i\omega_B\right) L_r + \sum_j \frac{v_j I_j(L_r)}{v^2}\right] = 0 \quad (3\text{-}4\text{-}29)$$

Faisant usage des propriétés d'orthogonalité des polynômes, on obtient après multiplication par L_s :

$$A\delta_{0s} - \frac{5}{2} B\delta_{1s} - i\omega_B \frac{\Gamma(s + 5/2)}{\Gamma(s+1)\,\Gamma(5/2)} P_s + \sum P_r H_{rs} = 0 \quad (3\text{-}4\text{-}30)$$

$$H_{rs} = H^e_{rs} + H^i_{rs}$$

$$H^e_{rs} = \frac{\beta^5}{2\pi\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)} \int \exp(-\beta^2 v^2)\, L_s\, v_j\, I_j(L_r)\, d\vec{v} \quad (3\text{-}4\text{-}31)$$

$$H^i_{rs} = \frac{C\beta^3}{\Gamma(5/2)} \int_0^\infty e^{-\varepsilon} L_s(\varepsilon)\, L_r(\varepsilon)\, d\varepsilon \quad (3\text{-}4\text{-}32)$$

$$\varepsilon = \beta^2 v^2$$

H^e_{rs} et H^i_{rs} correspondent respectivement aux collisions électron-électron et électron-ion. Le problème est donc de déterminer les P_r. Landshoff en donne une solution en se limitant à l'ordre 2, c'est-à-dire r, $s \leqslant 2$ - (3-4-30) est alors un système de 3 équation (s = 0, 1, 2) à 3 inconnues (P_0, P_1, P_2) que l'on peut résoudre après avoir intégré les équations (3-4-31) et (3-4-32) donnant H_{rs}.

Le déterminant de ce système s'écrit :

$$D = \begin{vmatrix} H_{00} - i\omega_B & H_{01} & H_{02} \\ H_{01} & H_{11} - \frac{5}{2} i\omega_B & H_{12} \\ H_{02} & H_{12} & H_{22} - \frac{35}{8} i\omega_B \end{vmatrix} \quad (3\text{-}4\text{-}33)$$

En intégrant les équations (3-4-31) et (3-4-32), on constate que les H_{rs} peuvent se mettre sous la forme:

$$H_{rs} = \nu\, h_{rs} \quad (3\text{-}4\text{-}34)$$

avec :

$$\nu = \frac{4(2\pi)^{\frac{1}{2}}}{3} n \frac{e^4}{m^{1/2}} (kT)^{-3/2} \mathrm{Log}_e \Lambda \quad (3\text{-}4\text{-}35)$$

Λ étant donné par (3-4-21) :

$$\Lambda = \frac{3}{2 Z e^3} \left[\frac{k^3 T^3}{\pi n} \right]^{1/2} \tag{3-4-36}$$

Nous verrons plus loin que ν peut être considéré comme une fréquence de collision électron-ion.

On peut alors écrire :

$$D = \nu^3 \Delta \tag{3-4-37}$$

avec :

$$\Delta = \begin{vmatrix} h_{00} - i \frac{\omega_B}{\nu} & h_{01} & h_{02} \\ h_{01} & h_{11} - \frac{5}{2} i \frac{\omega_B}{\nu} & h_{12} \\ h_{02} & h_{12} & h_{22} - \frac{35}{8} i \frac{\omega_B}{\nu} \end{vmatrix} \tag{3-4-38}$$

La solution du système (3-4-30) s'écrit alors :

$$P_0 = \nu^{-1} \left(- \frac{\Delta_{00}}{\Delta} A - \frac{5}{2} \frac{\Delta_{01}}{\Delta} B \right) \tag{3-4-39}$$

$$P_1 = \nu^{-1} \left(\frac{\Delta_{01}}{\Delta} A + \frac{5}{2} \frac{\Delta_{11}}{\Delta} B \right) \tag{3-4-40}$$

Les Δ_{ij} sont les mineurs du déterminant Δ, A et B, rappelons-le, sont liés aux gradients de la température, de la densité et du potentiel électrique par (3-4-26).

Les valeurs de Δ_{ij} calculées par LANDSHOFF sont données au tableau 1.

La connaissance des deux premiers coefficients du développement de h permet de calculer les courants électrique et thermique. On a par définition :

$$j = j_x + i j_y = - e \int (v_x + i v_y) \Phi \, d\vec{v} \tag{3-4-41}$$

$$W = W_x + i W_y = \int (v_x + i v_y) \frac{1}{2} m v^2 \Phi \, dv \tag{3-4-42}$$

où : $$\Phi(x, y, \vec{v}) = f(x, y, v) [1 + v_x h_x(v) + v_y h_y(v)] \tag{3-4-9}$$

Le développement de h en polynômes de Laguerre d'ordre $\frac{3}{2}$ avait été choisi précisément pour faciliter le calcul d'intégrales du type ci-dessus. On trouve finalement :

$$j = \frac{ne}{2\beta^2} P_0 \tag{3-4-43}$$

$$W = \frac{5 n k T}{4 \beta^2} (P_0 - P_1) \tag{3-4-44}$$

Dans ce qui précède P et par suite j et W sont des nombres complexes dont la partie réelle représente la composante suivant Ox et la partie imaginaire celle suivant Oy du vecteur correspondant.

Tableau 1

ω_B/ν	Δ_{00}/Δ	Δ_{01}/Δ	Δ_{11}/Δ
0	1,950	0,5546	0,6636
0,2	1,588 - (0,7290) i	0,3783 - (0,2834) i	0,5278 - (0,2563) i
0,5	0,8601 - (0,9186) i	0,1040 - (0,2713) i	0,2737 - (0,3027) i
1	0,3603 - (0,7025) i	0,008086 - (0,1454) i	0,1208 - (0,2201) i
2	0,1246 - (0,4192) i	- 0,02389 - (0,06047) i	0,05364 - (0,1328) i
4	0,04274 - (0,2287) i	- 0,01703 - (0,01926) i	0,02507 - (0,07933) i
6	0,02226 - (0,1581) i	- 0,01089 - (0,008093) i	0,01467 - (0,05803) i

3.4.2 - **Determination des coefficients thermomagnétiques.**

Les relations (3-4-43) et (3-4-44) s'écrivent, compte tenu de (3-4-39) et (3-4-40) :

$$j = \frac{ne}{2\beta^2\nu}\left(\frac{\Delta_{00}}{\Delta} A + \frac{5}{2}\frac{\Delta_{01}}{\Delta} B\right) \qquad (3\text{-}4\text{-}45)$$

$$W = -\frac{5nkT}{4\beta^2\nu}\left[\left(\frac{\Delta_{00}}{\Delta} + \frac{\Delta_{01}}{\Delta}\right) A + \frac{5}{2}\left(\frac{\Delta_{01}}{\Delta} + \frac{\Delta_{11}}{\Delta}\right) B\right] \qquad (3\text{-}4\text{-}46)$$

Les relations (3-4-26) peuvent s'écrire :

$$A = \frac{eE}{kT} + \frac{1}{n}\nabla n + \frac{1}{T}\nabla T \qquad (3\text{-}4\text{-}47)$$

$$B = \frac{1}{T}\nabla T$$

avec :

$$\nabla X = \frac{\partial X}{\partial x} + i\frac{\partial X}{\partial y} \qquad (3\text{-}4\text{-}48)$$

$$E = E_x + i E_y$$

LANDSHOFF, arrivé à ce point, considère que le plasma est en équilibre de pression ce qui lui permet d'écrire :

$$\frac{1}{p}\nabla p = \frac{1}{n}\nabla n + \frac{1}{T}\nabla T = 0$$

et par conséquent de limiter A aux forces d'origine électriques. Nous verrons plus loin que dans les conditions expérimentales qui nous occupent cette hypothèse n'est pas justifiée. Il nous faudra écrire plutôt $\nabla n = 0$.

En attendant de pouvoir justifier cette affirmation, nous laisserons apparaître le terme de diffusion que LANDSHOFF, lui, compense par le terme de diffusion thermique.

Posons(•) :

$$j = \tilde{\sigma} E + \tilde{\tau} \nabla T + e\tilde{D} \nabla n \qquad (3\text{-}4\text{-}49)$$

$$W = - \tilde{\mu} E - \tilde{K} \nabla T - \tilde{\omega} \nabla n \qquad (3\text{-}4\text{-}50)$$

Par identification avec (3-4-45) et (3-4-46), on en tire :

$$\tilde{\sigma} = \frac{ne^2}{m\nu} \frac{\Delta_{00}}{\Delta} \qquad \tilde{\mu} = \frac{5}{2} \frac{kTne}{m\nu} \left(\frac{\Delta_{00}}{\Delta} + \frac{\Delta_{01}}{\Delta} \right)$$

$$\tilde{\tau} = \frac{5}{2} \frac{nek}{m\nu} \left(\frac{\Delta_{01}}{\Delta} + \frac{2}{5} \frac{\Delta_{00}}{\Delta} \right) \qquad \tilde{K} = \frac{25}{4} \frac{nk^2T}{m\nu} \left(\frac{7}{5} \frac{\Delta_{01}}{\Delta} + \frac{\Delta_{11}}{\Delta} + \frac{2}{5} \frac{\Delta_{00}}{\Delta} \right) \qquad (3\text{-}4\text{-}51)$$

$$\tilde{D} = \frac{kT}{m\nu} \frac{\Delta_{00}}{\Delta} \qquad \tilde{\omega} = \frac{5}{2} \frac{k^2T^2}{m\nu} \left(\frac{\Delta_{00}}{\Delta} + \frac{\Delta_{01}}{\Delta} \right)$$

avec :
$$\nu = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} n \frac{e^4}{\sqrt{m}} (kT)^{-3/2} \operatorname{Log}_e \Lambda$$

Au terme de ce calcul, nous obtenons donc des expressions du courant électrique et du flux d'énergie en fonction du champ électrique et des gradients de température et de densité. Ceci n'est pas strictement conforme au formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles et en particulier la relation d'Onsager ne s'applique pas directement. Ce formalisme est cependant plus commode pour notre usage que celui d'Onsager car il permettra d'exprimer plus facilement les conditions aux limites de notre problème. Notons encore qu'il n'est pas justifié de donner à $\tilde{K}$ le nom de conductivité thermique. Celle-ci est définie comme on l'a vu par le flux de chaleur (et non d'énergie) par unité de gradient de température à courant nul, $\tilde{K}$ se rapporte, lui, au flux d'énergie à champ électrique nul.

Afin de pouvoir interpréter les expériences faites, il nous faut maintenant établir l'équation de la chaleur dans le milieu ionisé, ceci afin de relier les coefficients calculés aux distributions de température que nous pouvons mesurer. Ce sera l'objet du chapitre suivant.

(•) Nous conservons ici les notations de LANDSHOFF pour faciliter les comparaisons. Certains des coefficients ainsi définis sont identiques à ceux que nous avons définis à partir de la thermodynamique des processus irréversibles mais d'autres ne le sont pas. Le signe ~ est destiné à éviter les confusions.

3.5 - PROPAGATION DE LA CHALEUR

3.5.1 - **Équation de conservation de l'énergie.**

A partir de l'équation de Boltzmann, on obtient l'équation de conservation de l'énergie dans le gaz d'électrons :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}\,n\,k\,T\right) = -\,\nabla\cdot\vec{W} + \vec{j}\cdot\vec{E} + \int\frac{1}{2}\,mv^2\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)_{coll.}\,d\vec{v} + \Sigma \qquad (3\text{-}5\text{-}1)$$

Dans cette expression :

$$\frac{3}{2}\,n\,k\,T = \int\frac{1}{2}\,mv\;\;\Phi(v)\;d\vec{v} \qquad (3\text{-}5\text{-}2)$$

est l'énergie interne des électrons,

$$\vec{W} = \int\frac{1}{2}\,mv^2\vec{v}\,\Phi(v)\;d\vec{v} \qquad (3\text{-}5\text{-}3)$$

est le flux d'énergie interne.

L'avant-dernier terme représente l'énergie échangée par le gaz d'électrons avec le milieu extérieur. Il doit donc inclure,non seulement les échanges intervenant lors des collisions électron-ion,mais aussi les pertes d'énergie dues à la disparition d'électrons par recombinaison et encore de l'énergie que les électrons peuvent acquérir par des collisions de seconde espèce (électron-métastable par exemple). Nous verrons qu'en tout état de cause, seuls les échanges électron-ion sont significatifs.

Σ est le terme de source lorsque les électrons reçoivent de l'énergie de l'extérieur.

Nous pouvons récrire le terme de collision sous la forme :

$$\int\frac{1}{2}\,mv^2\;\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)_{coll.}\,d\vec{v} = -\frac{3}{2}\,n\,k\,\frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + \frac{3}{2}\,k\,T_r\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r \qquad (3\text{-}5\text{-}4)$$

Lorsque la distribution électronique est maxwellienne, τ_{ei}, le temps de relaxation de l'énergie électronique, se calcule aisément et l'on trouve [16] :

$$\tau_{ei} = \frac{1}{G\,\langle\nu_{ei}\rangle} \qquad (3\text{-}5\text{-}5)$$

avec :
$$G = 2m/M \qquad (3\text{-}5\text{-}6)$$

$$\langle\nu_{ei}\rangle = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3}\,n_i\,\frac{Z\,e^4}{m^{1/2}}\,kT^{-3/2}\,\mathrm{Log}_e\,\Lambda \qquad (3\text{-}5\text{-}7)$$

G est le paramètre d'échange d'énergie et $\langle\nu_{ei}\rangle$ la fréquence moyenne de collision électron-ion, pour l'échange de quantité de mouvement. On vérifie que cette expression est identique à celle qui a été trouvée plus haut (3-4-35).

Dans le cas qui nous occupe, la distribution n'est pas strictement maxwellienne puisqu'il existe des flux de chaleur et de particules et, par conséquent, une anisotropie de la distribution ; mais le terme non maxwellien

a été supposé faible devant le terme principal lors du développement de la fonction de distribution. On négligera donc ici ces anisotropies devant le terme principal de la fonction de distribution.

En ce qui concerne les recombinaisons, $\frac{3}{2}\,kT$ représente l'énergie emportée en moyenne par un électron en se recombinant. Or, ce sont les électrons lents qui se recombinent de préférence, donc :

$$\frac{3}{2}\,kT_r < \frac{3}{2}\,kT_e$$

Dans la pratique, les durées qui caractérisent les phénomènes thermiques que nous étudierons sont encore 10 fois plus faibles que celle qui caractérise la décroissance du plasma et le terme $\frac{3}{2}\,kT_r \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r$ pourra être négligé(*). Il en va de même des collisions de seconde espèce qui ont pour effet, comme nous le verrons, de maintenir la température électronique au-dessus de celle des ions. La fréquence de ces collisions décroît lentement au cours de la post-luminescence en même temps que la population des métastables, ce qui entraîne une lente variation de la température électronique. Ici aussi le temps de relaxation de cet effet est bien supérieur à celui des phénomènes thermiques et nous le négligerons dans l'établissement de l'équation de la chaleur.

(3-5-1) s'écrit maintenant :

$$\frac{3}{2}\,nk\,\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{3}{2}\,kT\left[\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{diff.} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r\right] = \tag{3-5-8}$$

$$= -\vec{\nabla}\cdot\vec{W} + \vec{j}\cdot\vec{E} - \frac{3}{2}\,nk\,\frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + \frac{3}{2}\,kT_r\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) + \Sigma$$

En l'absence de phénomènes d'ionisation, $\partial n/\partial t$ se décompose en effet en deux, une partie due aux recombinaisons et l'autre à la diffusion :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{diff.} = \vec{\nabla}\cdot\vec{j}/e \tag{3-5-9}$$

d'où :

$$\frac{3}{2}\,nk\,\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla\left(\frac{3}{2}\,\frac{kT}{e}\,\vec{j}\right) - \vec{j}\cdot\vec{\nabla}\,\frac{3}{2}\,kT + \frac{3}{2}\,kT\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r = \tag{3-5-10}$$

$$= -\vec{\nabla}\cdot\vec{W} + \vec{j}\cdot\vec{E} - \frac{3}{2}\,nk\,\frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + \frac{3}{2}\,kT_r\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r + \Sigma$$

Soit :

$$\frac{3}{2}\,nk\,\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla\cdot\left(\vec{W} + \frac{3}{2}\,\frac{kT}{e}\,\vec{j}\right) + \vec{j}\cdot\left[\vec{E} + \vec{\nabla}\left(\frac{3}{2}\,\frac{kT}{e}\right)\right] \tag{3-5-11}$$

$$- \frac{3}{2}\,nk\,\frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} - \frac{3}{2}\,nk\,(T_e - T_r)\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r + \Sigma$$

(*) Si α est le coefficient de recombinaison, on a $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r = -\alpha n^2$, donc le rapport du terme de recombinaison au terme de collision est $\alpha n \tau_{ei}$. On a typiquement : $\alpha = 5\ 10^{-8}\ cm^3\ s^{-1}$, $n = 10^{12}\ cm^{-3}$, $\tau = 2\ 10^{-6}$ soit $\alpha n \tau \sim 10^{-1}$ ce qui justifie notre assertion.

Nous avons vu que $\frac{3}{2} k T_e \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r$ pouvait être négligé, le dernier terme peut donc l'être à fortiori(*).

En principe, il nous faudrait maintenant reporter dans cette équation les expressions des flux de chaleur et de courant. Nous verrons qu'un réalité les courants sont négligeables car ils sont déterminés par des mobilités ambipolaires alors que les flux de chaleur sont purement électroniques. Ceci simplifiera considérablement le problème et nous permettra d'obtenir une équation de la chaleur d'un type simple se rapportant aux électrons seuls.

3.5.2 - **Flux ambipolaires.**

Jusqu'à présent, nous avons écrit des équations concernant exclusivement les électrons. On pourrait écrire exactement de la même façon des équations concernant les ions. Dans nos conditions expérimentales, le taux d'ionisation est extrêmement faible ($\sim 10^{-5}$) et les ions sont en contact thermique étroit avec le gaz neutre qui constitue un bain isotherme. Les quantités d'énergie apportées aux gaz d'électrons pour y créer le gradient de température moteur sont très faibles par rapport à la capacité calorifique de l'ensemble ion-neutre et ne peuvent donc ni réchauffer ce dernier, ni y créer des gradients de température.

Nous admettons qu'initialement le plasma est en équilibre(**) :

$$\begin{aligned} T^- &= T^+ && - a \\ \nabla T^- &= \nabla T^+ = 0 && - b \\ \nabla n^- &= \nabla n^+ = 0 && - c \\ n^+ &= n^- && - a \end{aligned} \qquad (3\text{-}5\text{-}13)$$

Nous créons ensuite un gradient de température dans le gaz d'électrons en chauffant celui-ci localement et sélectivement (Cf. 2.2). Il en résulte, d'après les équations (3-4-49) et (3-4-50) un flux de chaleur et de courant. Si le gaz d'électrons était parfaitement isolé, d'étendue infinie et en régime permanent, le courant de particules aurait, au cours d'un régime transitoire, pour effet de créer un gradient de densité tel que, en régime permanent, la pression soit uniforme dans le gaz. On aurait alors la condition posée par Landshoff et que nous avons abandonnée.

$$\frac{1}{p} \nabla p = \frac{1}{n} \nabla n + \frac{1}{T} \nabla T = 0 \qquad (3\text{-}5\text{-}14)$$

(*) On voit que si $T_r = T_e$, les recombinaisons ne font pas varier la température électronique, ce qui est normal puisque dans ce cas chaque électron qui disparait emporte avec lui "la part qui lui revient", soit $\frac{3}{2} k T_e$, l'énergie moyenne par électron. Si $T_r < T_e$, ce qui est sans doute le cas, les recombinaisons doivent avoir pour effet de réchauffer légèrement les électrons restants. Cet effet est en général indécelable car $T_r \simeq T_e$.

(**) Dans ce qui suit l'exposant + se rapporte aux ions et l'exposant - aux électrons

Dans le cas d'un plasma initialement neutre, le gradient de densité ne peut se créer dans le gaz d'électrons que s'il provoque simultanément un gradient de la densité ionique. Or, celui-ci ne peut apparaître que lentement car il est créé par un courant ionique qui est nécessairement beaucoup moins intense que le courant électronique. Nous trouvons donc une situation typique d'écoulement ambipolaire : l'apparition du gradient de température électronique provoque un courant électronique mais celui-ci ne peut persister car il crée un champ de charge d'espace qui ralentit les électrons et accélère les ions.

En définitive les courants électroniques et ioniques doivent être égaux pour conserver la neutralité macroscopique du milieu.

Reprenons alors les expressions des flux de chaleur et de particules (3-4-49) et (3-4-50) en les écrivant simultanément pour les ions et les électrons.

$$\begin{aligned} j^- &= \tilde{\sigma}^- E + \tilde{\tau}^- \nabla T^- + e\tilde{D}^- \nabla n^- && - a \\ j^+ &= \tilde{\sigma}^+ E + \tau^+ \nabla T^+ - e\tilde{D}^+ \nabla n^+ && - b \\ W^- &= -\tilde{\mu}^- E - \tilde{K}^- \nabla T^- - \tilde{\omega}^- \nabla n^- && - c \\ W^+ &= -\tilde{\mu}^+ E - \tilde{K}^+ \nabla T^+ - \tilde{\omega}^+ \nabla n^+ && - d \end{aligned} \qquad (3\text{-}5\text{-}15)$$

Posons maintenant les conditions habituelles pour les flux ambipolaires :

$$\begin{aligned} j^- &= -j^+ = j && - a \\ n^+ &= n^- = n && - b \\ \nabla n^+ &= \nabla n^- = \nabla n && - c \end{aligned} \qquad (3\text{-}5\text{-}16)$$

Nous ajouterons ensuite une relation résultant des conditions expérimentales décrites plus haut :

$$\nabla T^+ = 0 \qquad (3\text{-}5\text{-}17)$$

(3-5-16a) donne avec (3-5-15) a et b :

$$E = -\frac{1}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} \left[(\tilde{\tau}^- \nabla T^- + \tilde{\tau}^+ \nabla T^+) + e\,(\tilde{D}^- \nabla n^- - \tilde{D}^+ \nabla n^+) \right] \qquad (3\text{-}5\text{-}18)$$

et :

$$\begin{aligned} j = \tilde{\tau}^- \nabla T^- \left[\frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^+ + \tilde{\sigma}^-} \right] - \tilde{\tau}^+ \nabla T^+ \left[\frac{\tilde{\sigma}^-}{\tilde{\sigma}^+ + \tilde{\sigma}^-} \right] \\ + e\tilde{D}^+ \nabla n^+ \left[\frac{\tilde{\sigma}^-}{\tilde{\sigma}^+ + \tilde{\sigma}^-} \right] + e\tilde{D}^- \nabla n^- \left[\frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^+ + \tilde{\sigma}^-} \right] \end{aligned} \qquad (3\text{-}5\text{-}19)$$

Compte tenu de (3-5-16) et (3-5-17), on a :

$$E = -\frac{1}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} \left[\tilde{\tau}^- \nabla T^- + e(\tilde{D}^- - \tilde{D}^+) \nabla n \right] \qquad (3\text{-}5\text{-}20)$$

$$j = \tilde{\tau}^- \nabla T^- \left[\frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} \right] + e \frac{\tilde{D}^+ \tilde{\sigma}^- + \tilde{D}^- \sigma^+}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} \nabla n \qquad (3\text{-}5\text{-}21)$$

On a les relations générales :

$$\frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^-} = \frac{\tilde{D}^+}{\tilde{D}^-} \simeq \frac{m^-}{m^+} \qquad (3\text{-}5\text{-}22)$$

Dans le cas du néon :

$$\frac{m^-}{m^+} \simeq 2\ 10^{-5} \qquad (3\text{-}5\text{-}23)$$

En négligeant des termes de l'ordre de $\frac{m^-}{m^+}$ devant l'unité, on retrouve dans l'expression de j le coefficient de diffusion ambipolaire.

$$\tilde{D}_a = \frac{\tilde{D}^+ \tilde{\sigma}^- + \tilde{D}^- \tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} \simeq 2\tilde{D}^+ \qquad (3\text{-}5\text{-}24)$$

$$j^- = j = \tilde{\tau}^- \nabla T^- [\tilde{\sigma}^+ / \tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+] + e\tilde{D}_a \nabla n \qquad (3\text{-}5\text{-}25)$$

On constate donc que les effets ambipolaires réduisent le courant électronique dans un rapport égal au rapport des masses m^-/m^+.

Reportant maintenant l'expression du champ électrique dans celle du flux thermique, nous obtenons :

$$W^- = - \left[\tilde{K}^- - \frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-} \left(1 - \frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} \right) \right] \nabla T^- - \left[\tilde{\omega}^- - \frac{\tilde{\mu}^-}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} e (\tilde{D}^- - \tilde{D}^+) \right] \nabla n \qquad (3\text{-}5\text{-}26)$$

Remarquons que d'après (3-4-51) :

$$\tilde{\omega}^- - \frac{\tilde{\mu}^-}{\tilde{\sigma}^-} e \tilde{D}^- = 0 \qquad (3\text{-}5\text{-}27)$$

On peut alors écrire, en tenant compte de cette relation :

$$W^- = - \left[\tilde{K}^- - \frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-} \left(1 - \frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^- + \tilde{\sigma}^+} \right) \right] \nabla T^- - e \tilde{D}_a \frac{\tilde{\mu}^-}{\tilde{\sigma}^-} \nabla n \qquad (3\text{-}5\text{-}28)$$

ou encore :

$$W^- = - \left[\tilde{K}^- - \frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-} \right] \nabla T^- - \frac{\tilde{\mu}^-}{\tilde{\sigma}^-} j \qquad (3\text{-}5\text{-}29)$$

On vérifie aisément que le dernier terme de (3-5-29) est négligeable devant le premier : dans l'expression de j, le terme $eD_a \nabla n$ est de signe opposé et au plus égal, en valeur absolue, au terme en ∇T^-. (En effet, le gradient de densité est supposé nul au début de l'expérience, il ne peut donc apparaître que grâce à l'existence de j, mais il est dirigé de telle façon que le courant qu'il provoque s'oppose au courant initial). Par conséquent :

$$j \leqslant \tilde{\tau}^- \nabla T^- \left[\frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^-} \right] \qquad (3\text{-}5\text{-}30)$$

Le flux de chaleur correspondant est :

$$\frac{\tilde{\mu}^-}{\tilde{\sigma}} j \leqslant \frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-} \left[\frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^-} \right] \nabla T^- \qquad (3\text{-}5\text{-}31)$$

Or ce flux est négligeable devant $\frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-} \nabla T^-$ puisque $\left(\frac{\tilde{\sigma}^+}{\tilde{\sigma}^-}\right) \sim 2\ 10^{-5}$

On montre aussi que les temps nécessaires à l'établissement des distributions de température et de densité sont également dans le rapport $\tilde{\sigma}^+/\tilde{\sigma}^-$. Ceci provient de ce que l'écoulement de la chaleur n'est que partiellement affecté par les phénomènes ambipolaires alors que l'écoulement des particules est pratiquement arrêté. Le champ électrique ambipolaire annule en effet le flux de chaleur d'origine convective (apparition du terme $-\frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-}$ à côté de $\tilde{K}$) mais il n'affecte pas la partie du flux correspondant à la conduction proprement dite.

Partant d'une densité uniforme on pourra donc considérer qu'elle le demeure à condition d'opérer rapidement après l'établissement de la distribution de température. Cette condition est toujours remplie dans nos expériences.

Nous obtenons donc en définitive l'expression du flux d'énergie électronique :

$$W^- = - \left[\tilde{K} - \frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-} \right] \nabla T^- \qquad (3\text{-}5\text{-}32)$$

Cette expression est celle que l'on obtient immédiatement à partir de (3-4-49) et (3-4-50) en faisant $j^- = \nabla n^- = 0$.

Les conditions expérimentales que nous avons définies nous permettent donc d'atteindre la conductivité thermique électronique à courant nul. En effet, dans le cas où le courant est nul, le flux de chaleur et le flux d'énergie se confondent (3-1-13).

Nous posons donc :

$$W^- = Q = - K \nabla T^- \qquad (3\text{-}5\text{-}33)$$

avec :

$$K = \tilde{K}^- - \frac{\tilde{\mu}^- \tilde{\tau}^-}{\tilde{\sigma}^-} \qquad (3\text{-}5\text{-}34)$$

Rappelons que W, K, ∇T sont des vecteurs dans le plan xOy représentés par des nombres complexes :

$$Q_x + i Q_y = - (K_x + i K_y) (\nabla_x T + i \nabla_y T)$$

On peut aussi employer la notation vectorelle :

$$\vec{Q} = - \vec{\vec{K}} \vec{\nabla} T \qquad (3\text{-}5\text{-}35)$$

avec : $\vec{\tilde{K}} = \begin{vmatrix} K_{xx} - K_{xy} \\ K_{xy} \quad K_{xx} \end{vmatrix}$ où $\begin{cases} K_{xx} = K_x \\ K_{xy} = K_y \end{cases}$ (3-5-36)

On a reporté sur les figures 4 et 5 les variations de $\tilde{K}_{xx}$, $\tilde{K}_{xy}$, K_{xx} et K_{xy} rapportées à leur valeur pour B = 0.

On constate que $\tilde{K}_{xx}$ décroît beaucoup plus rapidement avec B (ou ω_B/ν) que $\tilde{K}_{xx}$ ce qui s'explique qualitativement par le fait que $\tilde{K}_{xx}$ comporte un terme convectif (dû à un courant de particules) qui est très efficacement freiné par l'action du champ magnétique. Bien entendu, en l'absence de champ, K_{xx} est très inférieur à $\tilde{K}_{xx}$ puisqu'il ne comporte pas la contribution de ce terme convectif.

3.5.3 - **Equation de la chaleur.**

A partir de l'équation de conservation de l'énergie (3-5-11) où nous faisons j = 0, nous obtenons une équation de la chaleur dans le plan xOy.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{2}{3nk} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\tilde{K}} \vec{\nabla} T) - \frac{T^- - T^+}{\tau} + \frac{\Sigma}{3/2nk} \qquad (3\text{-}5\text{-}37)$$

Une équation de la même forme s'applique à la direction Oz (direction du champ magnétique). Mais le chauffage initial étant uniforme et les pertes aux parois négligeables, la température reste constante suivant Oz dans chaque section droite du tube et le problème se réduit à deux dimensions.

Posons :

$\theta = T^- - T^+$ déviation de température (3-5-38)

$\vec{D} = \frac{2}{3nk} \vec{\tilde{K}}$ tenseur de diffusivité (3-5-39)

$\Sigma = \frac{2}{3nk} S$ terme de source rapporté à un électron (3-5-40)

Nous obtenons :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot (\vec{D} \cdot \vec{\nabla} \theta) - \frac{\theta}{\tau} + \sigma \qquad (3\text{-}5\text{-}41)$$

Ce qui peut encore s'écrire :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = D_{xx} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial x} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial D_{xx}}{\partial \theta} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \right] - \frac{\theta}{\tau} + \sigma \qquad (3\text{-}5\text{-}42)$$

Les expériences ont été effectuées dans deux géométries différentes : d'une part un tube de section circulaire (5,6 mm de diamètre intérieur) et d'autre part un tube de section rectangulaire (fig. 3). Les dimensions internes de ce dernier sont 17,5 × 7,5 mm.

Dans chacun de ces tubes, une tranche de faible épaisseur est chauffée de façon uniforme.

Les conditions aux limites se définissent donc ainsi :

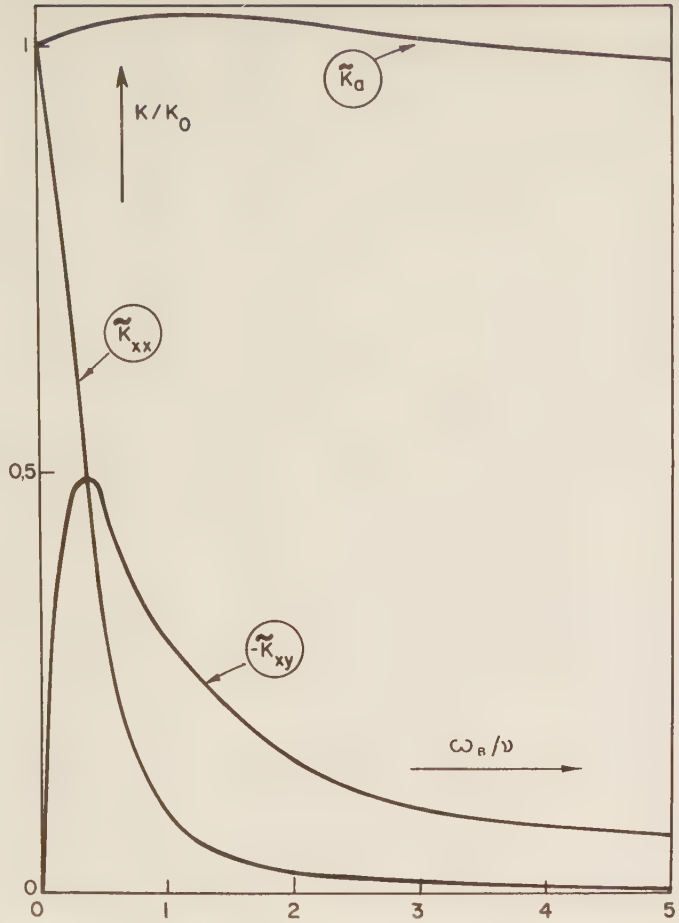

Figure 4 - Variations des conductivité ($\tilde{K}$) à champ électrique nul en fonction du champ magnétique.

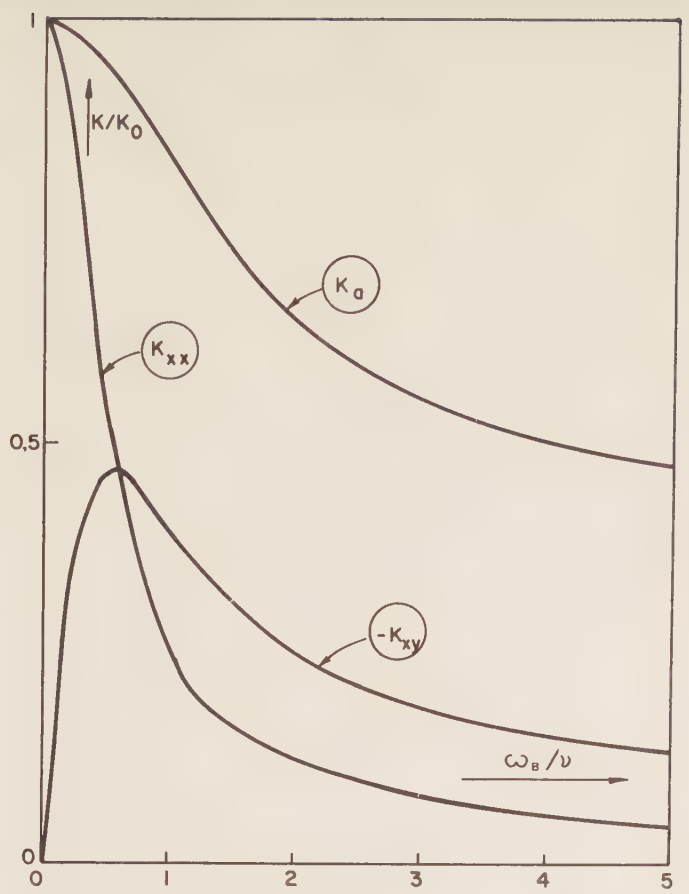

Figure 5 - Variation des conductivités (K) à courant nul en fonction du champ magnétique.

$$x = 0 \qquad \theta = \theta_o$$

$$x = \infty \qquad \theta = 0$$

$$(\partial\theta/\partial x)_{x=0} = 0$$

Cette dernière condition provient de ce que la propagation de la chaleur se fait de façon symétrique dans les deux sens suivant Ox.

Le tube que nous utilisons est suffisamment long pour que ses extrémités soient largement en dehors de la région où $\theta \neq 0$.

Les conditions aux limites latérales se présentent de façon moins évidente. Nous considérons que le gaz d'électrons est extrêmement bien isolé de la paroi. Il y existe en effet une gaine de faible densité qui réfléchit les électrons. Le transfert de chaleur à la paroi se fait par l'intermédiaire de courants de diffusion ambipolaire et nous avons vu que les flux thermiques associés à ces courants étaient négligeables. Ceci étant, on pose la condition aux limites latérales :

$$W_y = W_z = 0$$

Les flux de chaleur sont donc considérés comme nuls sur les parois. Cette hypothèse est difficile à justifier en toute rigueur, mais nous verrons que les données expérimentales tendent à la confirmer.

En l'absence de champ magnétique le problème devient donc unidimensionnel. Nous allons d'abord le traiter dans ces conditions avant d'étudier le problème à deux dimensions qui se pose en présence de champ magnétique.

3.5.4 - **Répartition de température en l'absence de champ magnétique.**

Considérons le cas d'un régime permanent. L'équation de la chaleur devient :

$$D \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial D}{\partial \theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)^2 - \frac{\theta}{\tau} + \sigma = 0 \qquad (3\text{-}5\text{-}43)$$

Si nous négligeons les variations de D avec la température, nous obtenons dans la région non directement chauffée ($\sigma = 0$) :

$$D \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} - \frac{\theta}{\tau} = 0 \qquad (3\text{-}5\text{-}44)$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$\theta = \theta_o \exp\left[-\frac{(x - x_o)}{\rho}\right] \qquad (3\text{-}5\text{-}45)$$

avec :

$$\rho = \sqrt{D\tau} \qquad (3\text{-}5\text{-}46)$$

Si l'origine des abscisses est placée au centre de la région chauffée, celle-ci étant de longueur l on a la solution complète :

Dans la région soumise au chauffage :

$$\theta = \theta_M \{1 - \exp[-l/2\rho] \cosh[x/\rho]\} \qquad |x| \leq \frac{l}{2} \qquad (3\text{-}5\text{-}47)$$

Dans la région non chauffée :

$$\theta = \theta_M \sinh\left[\frac{l}{2\rho}\right] \exp\left[-\frac{x}{\rho}\right] \qquad |x| \geqslant \frac{l}{2} \qquad (3\text{-}5\text{-}48)$$

où $\theta_M = \sigma\tau$ est la température qu'atteindrait la région chauffée si elle ne perdait pas d'énergie par conduction (D = 0).

Nous voyons donc apparaître une longueur caractéristique :

$$\rho = \sqrt{D\tau} = \left[\frac{2}{3}\frac{K\tau}{nk}\right]^{1/2} \qquad (3\text{-}5\text{-}49)$$

qui définit l'ordre de grandeur des distances sur lesquelles peut se propager une perturbation thermique.

La figure 6 donne une représentation de la répartition de température. Les longueurs ont été rapportées à la distance de relaxation ρ. Les trois courbes tracées correspondent à la même puissance absorbée par unité de volume dans la région chauffée. Seule la longueur de cette région varie. On voit que lorsqu'elle devient grande par rapport à ρ la température atteinte se rapproche du maximum ($\theta/\theta_{max} \longrightarrow 1$). En dehors de la région chauffée, la décroissance de la température est exponentielle.

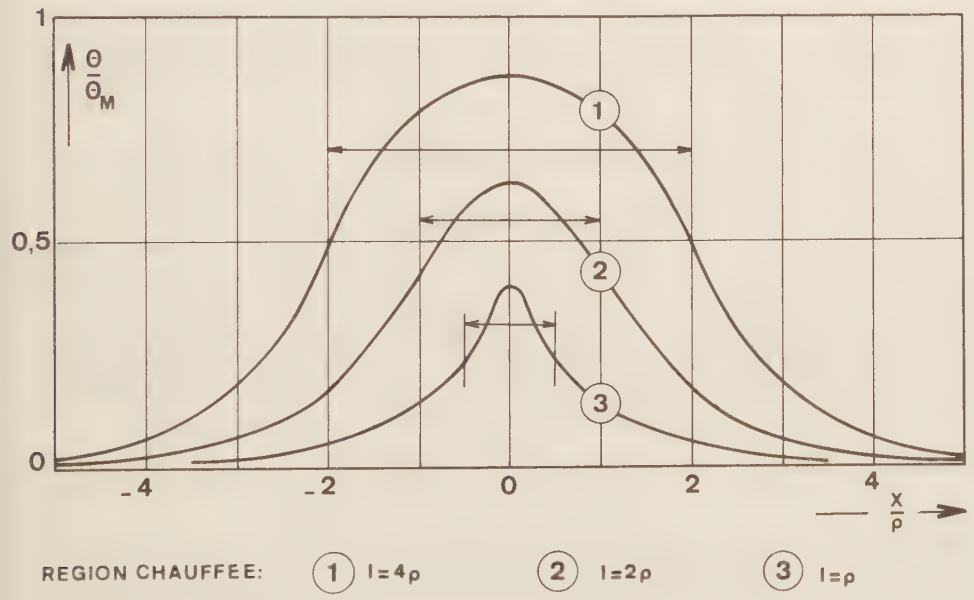

Figure 6 - Répartition spatiale de la température pour diverses valeurs de la longueur de la région soumise au chauffage.

3.5.5 - **Influence de la variation de K avec la température.**

Les expressions de la conductivité thermique obtenues à partir de l'équation de Boltzmann (3-4-51) montrent que K varie proportionnellement à $T_e^{5/2}$. Cette variation est relativement rapide et par conséquent, à moins de faire des mesures dans un intervalle de températures extrêmement réduit, il semble nécessaire d'en tenir compte dans la résolution de l'équation de la chaleur.

Posons :

$$D = AT^{5/2} \tag{3-5-50}$$

3-5-43 devient :

$$A\,(T_o + \theta)^{5/2}\,\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{5}{2}\,A\,(T_o + \theta)^{3/2}\,\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} - \frac{\theta}{\tau} + \sigma = 0 \tag{3-5-51}$$

Faute de pouvoir trouver une solution explicite de cette équation, nous avons cherché une solution numérique normalisée où nous avons exprimé les déviations de températures rapportées à T_o, en fonction de la longueur de relaxation à T_o :

$$\rho_o = [D(T_o) \cdot \tau(T_o)]^{1/2} \tag{3-5-52}$$

en tenant compte du fait que τ varie lui aussi avec la température :

$$\tau = BT^{3/2} \tag{3-5-53}$$

Dans une petite région entourant un point X où la déviation de température est θ la solution est de la forme :

$$\theta = \theta_o \exp\left[-\frac{x-X}{\rho(X)}\right] \tag{3-5-54}$$

où

$$\rho(X) = \rho_o \left(1 + \frac{\theta(X)}{T_o}\right)^2 \tag{3-5-55}$$

En mettant bout à bout ces solutions locales, nous obtenons, par une méthode de pas à pas, la variation de θ/T_o en fonction de X. Sur la figure 7, nous avons porté $\mathrm{Log}_e\,(\theta/T_o)$ en fonction de X/ρ_o. On vérifie bien que lorsque θ devient faible, la pente tend vers ρ_o. Par contre, aux points où la déviation de température θ est importante la pente devient :

$$\rho\left(\frac{\theta}{T_o}\right) = \rho_o \left(1 + \frac{\theta}{T_o}\right)^2 \tag{3-5-56}$$

Les mesures de distribution de température que nous serons amenés à faire porteront sur des déviations de températures telles que $\mathrm{Log}_e\,(\theta/T_o) \leqslant -1$. On voit que la courbure n'est pas très accentuée dans cette région par contre la pente de la courbe est assez différente de ρ_o et la correction nécessaire pour passer de ρ à ρ_o peut être de 20 à 40 %. Nous serons amenés à en tenir compte pour comparer des conductivités mesurées pour des déviations de température différentes.

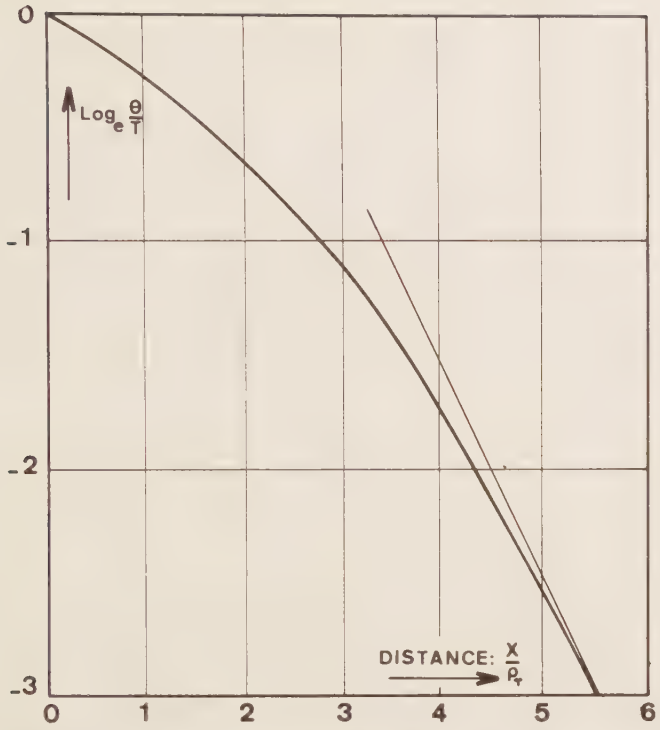

Figure 7 - Répartition spectrale de la température à l'extérieur de la région chauffée, compte tenu de la variation de K avec la température.

3.5.6 - **Répartition en présence d'un champ magnétique, cas du problème à une dimension.**

Ces conditions se présentent pour les expériences faites dans le tube cylindrique de petit diamètre. Dans ce cas, nous nous sommes contentés de mesurer la température moyenne dans une section du cylindre, sans tenir compte de sa distribution latérale.

Considérons la région extérieure à la zone de chauffage et prenons un volume V délimité, d'une part, par deux sections droites $\sum_1$ et $\sum_2$ du tube séparées de dx et, d'autre part, par l'enveloppe latérale.

Intégrons l'équation de la chaleur (3-5-41) sur le volume v :

$$\int_v \frac{d\theta}{dt} = \int_v \vec{\nabla} \cdot [\vec{\vec{D}} \cdot \vec{\nabla}\theta] \, dv - \int_v \frac{\theta}{\tau} \, dv$$

Introduisons la température moyenne $\langle\theta\rangle = \frac{1}{V} \int_v \theta \, dv$. Appliquant le théorème de Green au courant thermique, en tenant compte du fait que le flux est considéré comme nul aux parois, nous obtenons :

$$\frac{d\langle\theta\rangle}{dt} = \frac{1}{\Sigma dx} \int_{\Sigma_1 + \Sigma_2} [\vec{\vec{D}} \vec{\nabla} \theta] \cdot d\vec{S} - \frac{\langle\theta\rangle}{\tau}$$

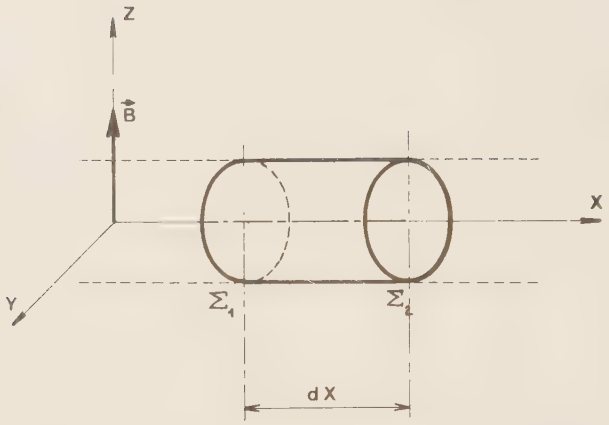

Figure 8 - Elément de la colonne de plasma.

Introduisant la température moyenne :

$$\frac{1}{\Sigma dx}\int_{\Sigma_1+\Sigma_2}[\vec{D}\,.\,\vec{\nabla}\,\theta]\,.\,d\vec{S} = -\frac{1}{\Sigma dx}\left[\left(D_{xx}\,\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x}+\frac{D_{xy}^2}{D_{xx}}\,\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x}\right)_1\Sigma - \left(D_{xx}\,\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x}+\frac{D_{xy}^2}{D_{xx}}\,\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x}\right)_2\Sigma\right] \qquad (3\text{-}5\text{-}57)$$

où nous avons tenu compte du fait que le flux de chaleur perpendiculairement à l'axe du tube est nul, soit :

$$W_y = -K_{xy}\frac{\partial\theta}{\partial x} - K_{xx}\frac{\partial\theta}{\partial y} \qquad (3\text{-}5\text{-}58)$$

d'où :

$$\frac{\partial\theta}{\partial y} = -\frac{K_{xy}}{K_{xx}}\frac{\partial\theta}{\partial x} = -\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\frac{\partial\theta}{\partial x} \qquad (3\text{-}5\text{-}59)$$

(3-5-57) devient, en négligeant la variation de $\vec{D}$ avec la température :

$$\frac{1}{\Sigma dx}\int_{\Sigma_1+\Sigma_2}[\vec{D}\,.\,\nabla\theta]\,.\,d\vec{S} = -\frac{1}{dx}D_{xx}\left[1+\left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\left[\left(\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x}\right)_1-\left(\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial x}\right)_2\right] = D_{xx}\left[1+\left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\frac{\partial^2\langle\theta\rangle}{\partial x^2} \qquad (3\text{-}5\text{-}60)$$

L'équation de la chaleur ramenée à une seule dimension s'écrit donc :

$$\frac{\partial\langle\theta\rangle}{\partial t} = D_{xx}\left[1+\left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\frac{\partial^2\langle\theta\rangle}{\partial x^2} - \frac{\langle\theta\rangle}{\tau}$$

On retrouve une équation de même forme qu'en l'absence de champ magnétique mais la conductivité n'est pas égale à K_{xx} comme un examen superficiel aurait pu le laisser croire. La conductivité apparente est :

$$K_a = K_{xx} \left[1 + \left(\frac{K_{xy}}{K_{xx}} \right)^2 \right] \qquad (3\text{-}5\text{-}62)$$

K_a est supérieur à K_{xx}. Ceci est dû à l'existence d'un gradient de température suivant Oy qui provient du blocage du flux W_y à la paroi. Ce gradient provoque à son tour un flux suivant Oy qui s'oppose au flux initial W_y mais qui crée également un flux W_x' qui s'ajoute au flux W_x initial.

L'existence de ce gradient transversal de température a pu être vérifiée expérimentalement ce qui confirme les hypothèses faites.

On trouve donc, dans la région non directement chauffée, une distribution exponentielle pour $\langle\theta\rangle$ caractérisée par une distance de relaxation.

$$\rho_x^2 = D_a \tau \qquad (3\text{-}5\text{-}63)$$

avec
$$D_a = K_a / \frac{3}{2} n k \qquad (3\text{-}5\text{-}64)$$

et
$$K_a = K_{xx} \left[1 + \left(\frac{K_{xy}}{K_{xx}} \right)^2 \right] \qquad (3\text{-}5\text{-}62)$$

3.5.7 - **Répartition en présence d'un champ magnétique. Problème à deux dimensions.**

Au lieu de nous intéresser à la température moyenne dans une section droite d'un tube de faible diamètre, nous considérons maintenant en détail la distribution de température dans le plan xOy. Expérimentalement ceci correspond à la situation observée dans le tube de section rectangulaire. Les dimensions en sont suffisantes suivant Oy pour que la distribution de température puisse y être mesurée également.

Considérons l'équation de la chaleur (3-5-42) dans la région non directement chauffée. En régime permanent et lorsque l'on néglige la variation de $\vec{\vec{D}}$ avec la température, nous avons :

$$D_{xx} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right] - \frac{\theta}{\tau} = 0 \qquad (3\text{-}5\text{-}65)$$

A cette équation, nous joignons la condition :

$$W_y = - K_{xy} \frac{\partial \theta}{\partial x} - K_{xx} \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \qquad (3\text{-}5\text{-}66)$$

Soit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = - \frac{K_{xy}}{K_{xx}} \frac{\partial \theta}{\partial x} = - \frac{D_{xy}}{D_{xx}} \frac{\partial \theta}{\partial x} \qquad (3\text{-}5\text{-}67)$$

On voit tout de suite que (3-5-67) entraîne :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \qquad (3\text{-}5\text{-}68)$$

(3-5-65) devient alors :

$$D_{xx}\left[1+\left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}-\frac{\theta}{\tau}=0 \qquad (3\text{-}5\text{-}69)$$

On retrouve la même équation que dans le cas à une dimension. La déviation de température a donc la forme :

$$\theta=\theta(y)\exp\left(-\frac{x-x_1}{\rho_x}\right) \qquad (3\text{-}5\text{-}70)$$

avec :
$$\rho_x^2=D_{xx}\left[1+\left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\tau=D_a\,\tau \qquad (3\text{-}5\text{-}71)$$

On trouve la distribution de θ suivant y en utilisant le nouveau (3-5-68) pour mettre (3-5-65) sous la forme :

$$D_{xx}\left[1+\left(\frac{D_{xx}}{D_{xy}}\right)^2\right]\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}-\frac{\theta}{\tau}=0 \qquad (3\text{-}5\text{-}72)$$

$\theta(y)$ est donc de la forme :

$$\theta(y)=\theta_1\exp\left(-\frac{y-y_1}{\rho_y}\right) \qquad (3\text{-}5\text{-}73)$$

avec :

$$\rho_y^2=\left(\frac{D_{xx}}{D_{xy}}\right)^2 D_a\,\tau \qquad (3\text{-}5\text{-}74)$$

En définitive, on a donc les relations :

$$\theta=\theta_1\exp\left(-\frac{x-x_1}{\rho_x}\right)\exp\left(-\frac{y-y_1}{\rho_y}\right) \qquad (3\text{-}5\text{-}75)$$

$$\rho_x^2=D_{xx}\left[1+\left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\tau \qquad (3\text{-}5\text{-}76)$$

$$\rho_y/\rho_x=D_{xx}/D_{xy} \qquad (3\text{-}5\text{-}77)$$

qui définissent la distribution de température dans la région non chauffée.

Le raccordement de cette distribution de température avec celle qui existe dans la région chauffée est un problème relativement difficile que nous ne nous sommes pas attachés à résoudre. Notre dispositif expérimental ne permet pas en effet de faire des observations dans la région chauffée et par conséquent la solution de ce problème ne nous était pas indispensable.

4 - MÉTHODES DE MESURE

4.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ce dispositif comprend :

- Un système de pompage et de remplissage permettant d'introduire dans le tube à décharge des gaz rares sous une pression de quelques millimètres.

- Un tube à décharge en verre, de section appropriée, dans lequel on crée le plasma par une impulsion de haute tension et de courte durée.

- Un ensemble de mesures en hyperfréquences dont l'élément principal est un guide spécial traversé par le tube à décharge.

- Un photomultiplicateur muni d'un système optique permettant d'analyser, avec une résolution suffisante, la lumière émise dans la post-luminescence de la décharge.

- Un ensemble électronique permettant de former les impulsions nécessaires, avec des retards réglables, de façon à analyser l'évolution de la post-luminescence.

- Un électro-aimant ou un aimant permanent.

L'ensemble du système de remplissage est en pyrex et comporte des robinets rodés, graissés. Une pompe primaire à palettes et une pompe secondaire à diffusion d'huile, séparées du reste de l'enceinte par un piège à azote liquide, permettent d'obtenir un vide de $5\ 10^{-7}$ Torr. Un piège à charbon actif, refroidi dans l'azote liquide, est destiné à absorber les vapeurs de graisse et les gaz résiduels chimiquement actifs. Il permet de maintenir le néon dans un état de pureté acceptable pendant les expériences qui se font bien entendu en l'absence de pompage. La pression du gaz est mesurée par un manomètre à phtalate de butyle, séparé du reste de l'enceinte par un piège à azote liquide. Le pompage ayant cessé, le vide se maintient à peu près indéfiniment à $2\ 10^{-6}$ Torr environ grâce au piège à charbon actif.

Le tube à décharge (fig. 9) est en verre "nonex" (soudable au tungstène). La cathode est en tungstène thorié protégée par un cylindre destiné à réduire les effets du bombardement ionique. L'ensemble provient d'une lampe radio du type 15 E dépouillée de sa grille. L'anode est un fil de tungstène (diamètre 0,15 mm). Cette disposition permet d'enfiler le tube à décharge dans le guide d'onde servant aux mesures en hyperfréquences.

Après quelques tâtonnements, nous avons constaté que la post-luminescence était plus reproductible, et spatialement plus uniforme, si l'anode et la cathode étaient simultanément attaquées par des impulsions de signes opposés

pour créer la décharge. L'impulsion initiale est fournie par un modulateur de radar provenant des surplus militaires. Après passage dans un autotransformateur d'impulsions, elle est transformée en deux impulsions de 5.000 V de signes opposés. La négative est envoyée sur la cathode et la positive sur l'anode.

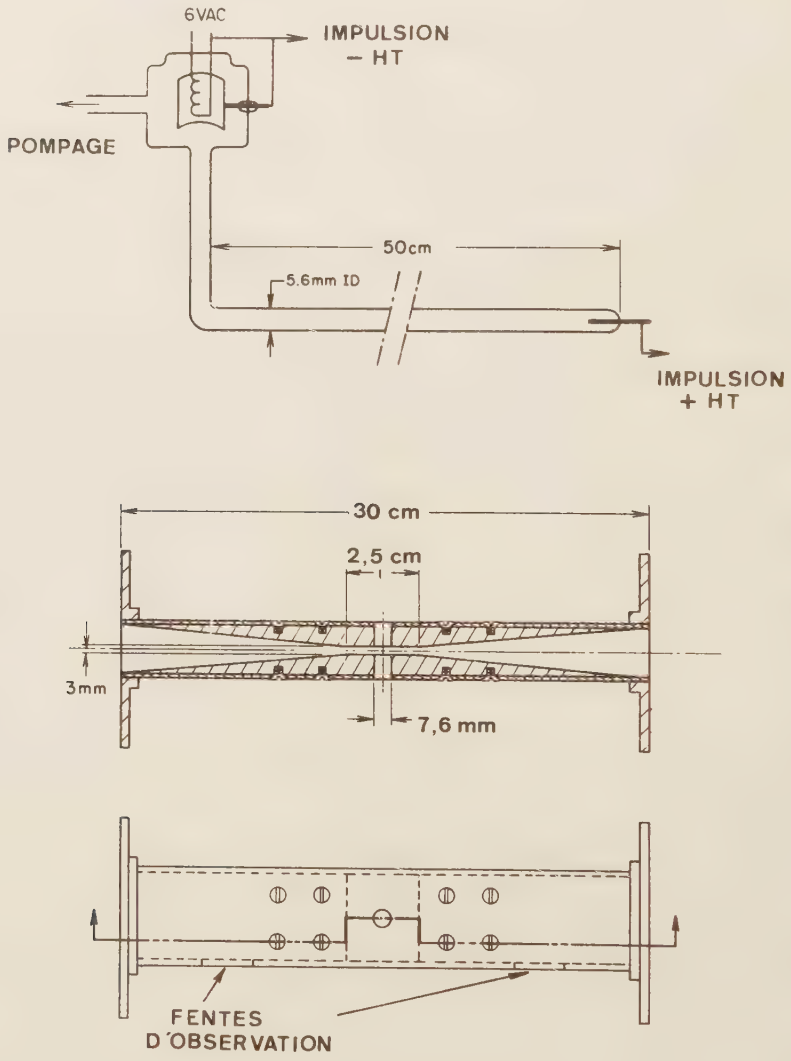

Figure 9 - Tube à décharge de section circulaire et guide d'onde spécial.

Une résistance fixe de 5.000 Ω en série dans l'anode et une variable, de 10.000 Ω dans la cathode permettent de rechercher les conditions optimales de décharge. On arrive ainsi par tâtonnements à minimiser les perturbations imposées à la décharge par la présence du champ magnétique.

Le guide spécial permettant l'interaction entre les ondes centimétriques et le plasma est représenté sur la figure 9. Nous avons utilisé un guide standard de la bande J dont nous avons réduit la hauteur. Le guide est traversé, perpendiculairement à sa plus grande largeur, par le tube à décharge. Cette disposition permet, en réduisant la région d'interaction, de mieux définir la région chauffée (fig. 2) sans pour autant diminuer l'efficacité de l'interaction : à puissance donnée, le champ électrique de l'onde est en effet multiplié dans le rapport des hauteurs pendant que la longueur de la région d'interaction diminue dans le même rapport. Le chauffage des électrons sera donc plus efficace car la puissance absorbée sera la même dans un plus petit volume. Les mesures d'absorption et de déphasage ne seront pas affectées, l'augmentation du champ compensant la diminution du volume d'interaction. En outre, l'existence d'une paroi métallique épaisse a pour effet de supprimer la propagation des ondes qui pourraient être excitées sur l'orifice pratiqué dans le guide pour le passage du tube. La fréquence des ondes employées est de 7.500 MHz pour le chauffage des électrons et 8.300 MHz pour les mesures. Ces fréquences sont à la limite entre la bande X et la bande J. Cette dimension a été employée pour le guide de mesures afin qu'il soit aussi large que possible sans permettre encore la propagation du mode TE_{02}. Nous verrons plus loin qu'il existe en effet une relation à respecter entre le diamètre du plasma et la largeur minimum du guide pour que l'interprétation des mesures ne soit pas indûment compliquée. Avant de pénétrer dans le guide de mesures, l'onde traverse (fig. 10) une ligne de mesures et, à la sortie du guide, elle est réfléchie par un piston mobile. Tous ces éléments sont de type standard et réalisés en bande J. Les éléments en amont sont choisis dans la bande X plus facilement disponible. Ils sont raccordés aux éléments en bande J par une transition de forme pyramidale. Le reste du circuit hyperfréquence, plus conventionnel, est suffisamment décrit par la figure 10. Le klystron n° 1, servant au chauffage, fournit une puissance de 200 mW environ à 7.500 MHz. Le klystron n° 2 servant aux mesures fournit moins de 1 mW à 8.300 MHz (après atténuation).

Le photomultiplicateur utilisé pour étudier la post-luminescence est du type R. C. A. 1 P 21. Sa photocathode de forme allongée (environ 3 cm × 1 cm) permet, sans avoir à le déplacer, d'explorer la région intéressante du plasma à l'aide d'un guide de lumière formé par quatre fibres de quartz dont la surface totale est de 2 mm^2. L'angle d'ouverture de ce système optique est réduit à 10° environ par un diaphragme ce qui permet d'explorer le champ lumineux avec une résolution suffisante. La monture du photomultiplicateur comporte un système mécanique à vis et une jauge à cadran circulaire qui permettent de mesurer les déplacements du guide de lumière avec une excellente précision ($\sim 10^{-2}$ mm). Le déplacement s'effectue dans une seule direction : parallèlement à la plus grande longueur de la photocathode. Pour explorer un plan, on déplace l'ensemble perpendiculairement à cette direction, de quelques millimètres après chaque exploration suivant l'axe. Le support du photomultiplicateur comporte également un circuit à charge cathodique destiné à adapter l'impédance de sortie du P. M. à celle du câble de liaison de façon à conserver un temps de réponse suffisamment court pour que les mesures de constante de temps de relaxation ne soient pas faussées. La constante de temps de l'ensemble P. M., circuit, câble et amplificateurs, ne dépasse pas 1 μs.

L'ensemble électronique associé aux divers éléments décrits doit permettre, d'une part, de créer les signaux de déclenchement et de commande permettant de faire les mesures au moment choisi de la post-luminescence et, d'autre part, d'amplifier et de mesurer les signaux recueillis qui contiennent l'information recherchée. Le schéma fonctionnel est représenté sur la figure 10 et la séquence des évènements sur la figure 2.

Le générateur de synchronisation déclenche simultanément l'impulsion haute tension de modulateur et le balayage principal de l'oscilloscope (Tektronix type 545). Le diviseur ternaire déclenche une fois sur trois le basculement du commutateur électronique compris dans le tiroir préamplificateur à deux voies (Tektronix type CA). Le signal de déclenchement du balayage retardé de l'oscilloscope déclenche à son tour une fois sur deux le klystron utilisé. Cette division par deux permet de superposer sur l'écran de l'oscillographe la trace correspondant à la post-luminescence non perturbée par le chauffage et celle où l'effet de ce dernier apparaît (voir par exemple les figures 13 et 14). L'utilisation du balayage retardé pour déclencher les klystrons permet de profiter du circuit de retard de bonne qualité de l'oscillographe pour choisir l'instant de la post-luminescence où se fait la mesure et en outre il permet d'avoir sur l'écran, immédiatement et sans tâtonnements, l'intervalle de temps de la post-luminescence étudié.

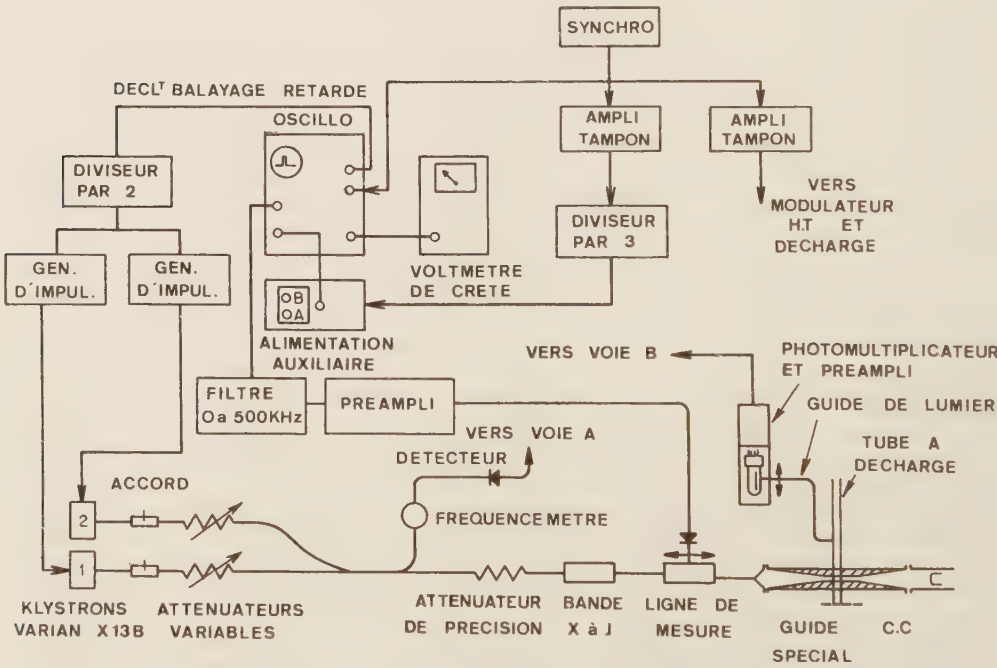

Figure 10 - Diagramme fonctionnel du montage expérimental.

L'utilisation du préamplificateur à deux voies permet d'observer simultanément la modification de la lumière émise et sa cause : le signal hyper-

fréquence de chauffage (fig. 14). Pour faire les mesures de densité électronique en hyperfréquence ou fait apparaître sur l'écran, non plus le signal provenant du P. M. mais celui provenant de la ligne de mesures et du klystron n° 2. Le klystron n° 1 est alors arrêté. Le klystron n° 2 est automatiquement déclenché au même moment que l'aurait été le klystron n° 1 et par conséquent les mesures intéressent la même période de la post-luminescense que celle qui était observée par l'intermédiaire de la lumière émise.

4.2 - MESURE DES PARAMETRES DU PLASMA PAR INTERACTION AVEC UNE ONDE CENTIMETRIQUE

4.2.1 - **Principe.**

On sait que lorsqu'une onde se propage dans un gaz ionisé elle interagit avec les porteurs de charge présents. La fréquence de l'onde étant ici très élevée, seuls les électrons sont susceptibles d'acquérir des vitesses appréciables sous l'effet du champ électrique de l'onde. En l'absence de collisions, l'accelération instantanée de chaque électron est en phase avec le champ électrique local et sa vitesse est, par conséquent, en quadrature, la puissance moyenne absorbée est donc nulle. Par contre, le champ rayonné par les électrons n'est pas en phase avec le champ initial, il a pour effet de modifier la phase de l'onde et par conséquent sa vitesse apparente de propagation. Toujours en l'absence de collisions, des électrons tout se passe donc comme si la constante diélectrique du milieu était modifiée. Si, maintenant, les électrons effectuent des collisions contre les particules lourdes, leur vitesse sera de temps en temps en phase avec le champ électrique et ils pourront acquérir de l'énergie aux dépens de l'onde. Ceci se traduira par une absorption ou encore par un terme imaginaire dans la constante diélectrique apparente du milieu. On voit donc que l'interaction entre l'onde centimétrique et le plasma est caractérisée par une grandeur complexe : la constante diélectrique relative ε qui permet de rendre compte de deux phénomènes : l'absorption de l'onde par suite des collisions et la variation de la vitesse de propagation due à la présence des électrons.

La géométrie adoptée figure 2 nous est quasiment imposée par les nécessités de la mesure optique des températures électroniques. Ainsi, nous avons été amenés à utiliser un tube de verre, contenant la décharge et traversant le guide d'onde de part en part, pour pouvoir observer à l'extérieur la distribution de température provoquée par un échauffement localisé du gaz d'électrons. Le même guide sert en effet à propager, soit l'onde utilisée pour chauffer le gaz d'électrons, soit l'onde de mesure.

Pour déterminer la densité électronique n et la fréquence de collision ν, on envoie, à l'instant choisi de la post-luminescence, une courte impulsion à la fréquence de mesure. La mesure du coefficient de reflexion complexe du plasma pour cette impulsion (c'est-à-dire de son impédance) permet de remonter à la constante diélectrique et, de là, aux paramètres n et ν.

Nous nous bornerons dans ce qui suit à indiquer les principes et les formules de travail employées ainsi que la procédure expérimentale, on trouvera dans les appendices les détails du calcul.

4.2.2 - **Constante diélectrique du plasma.**

On utilise en général, dans les problèmes d'interaction onde-plasma, la constante diélectrique déduite de l'équation de LANGEVIN [17] :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\left(1 + i\frac{\nu}{\omega}\right) = 1 - \frac{\xi}{1 - i\eta} \qquad (4\text{-}2\text{-}1)$$

où :

$$\xi = \omega_p^2/\omega^2 \qquad (4\text{-}2\text{-}2)$$

$$\eta = \nu/\omega \qquad (4\text{-}2\text{-}3)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}$$

et où ω est la pulsation de l'onde. Pour être plus rigoureux, il faut définir ε à partir de l'équation de BOLTZMANN en tenant compte de la variation de ν avec la vitesse. Si l'on admet que ν est indépendant de la vitesse, on retrouve alors l'expression ci-dessus. Sinon le passage par l'équation de BOLTZMANN revient à introduire dans (4-2-1) une moyenne de ν ($<\nu>$) sur la distribution des vitesses. On peut montrer (appendice A) que pour des collisions électron-ion et lorsque $\omega >> \nu$ la fréquence de collision moyenne à introduire est :

$$<\nu_{ei}> = \frac{4(2\pi)^{1/2}}{3} n \left(\frac{Ze^2}{kT}\right)\left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2} \mathrm{Log}_e \Lambda \qquad (4\text{-}2\text{-}4)$$

où :

$$\Lambda = \frac{3}{2Ze^3}\left(\frac{k^3T^3}{\pi n}\right)^{1/2} \qquad (4\text{-}2\text{-}5)$$

Nous retrouvons ici la fréquence de collision électron-ion introduite dans la théorie de LANDSHOFF et par conséquent il sera justifié de comparer la fréquence de collision mesurée par interaction du plasma avec une onde centimétrique à celle mesurée à l'aide de la constante de temps de relaxation thermique ainsi qu'avec celle qui figure dans les expressions de la conductivité thermique de LANDSHOFF.

En présence d'un champ magnétique dirigé suivant Oz la constante diélectrique relative devient [18] :

$$\vec{\vec{\varepsilon}} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} \qquad (4\text{-}2\text{-}6)$$

où :

$$\varepsilon_{xx} = 1 + \frac{\xi(1 - i\eta)}{\sigma^2 - (1 - i\eta)^2} \qquad (4\text{-}2\text{-}7)$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\sigma\xi}{\sigma^2 - (1 - i\eta)^2} \qquad (4\text{-}2\text{-}8)$$

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{(B=0)} = 1 - \xi/(1 - i\eta) \qquad (4\text{-}2\text{-}9)$$

$$\sigma = \omega_B/\omega = \frac{eH}{mc\omega} \qquad (4\text{-}2\text{-}10)$$

Lorsque $\sigma \ll 1$, on peut négliger les termes en dehors de la diagonale principale du tenseur et considérer que ε est scalaire :

$$\varepsilon = 1 + \frac{\xi(1 - i\eta)}{\sigma^2 - (1 - i\eta)} \qquad (4\text{-}2\text{-}11)$$

Dans les conditions correspondant à nos expériences, la condition $\sigma \ll 1$ sera toujours réalisée.

4.2.3 - **Impédance d'un barreau diélectrique dans un guide.**

Ayant défini la constante diélectrique du plasma, nous pouvons considérer maintenant qu'il constitue un barreau placé en travers du guide. Le calcul de l'impédance d'une telle structure (fig. 11) a été fait par MARCUWITZ [19].

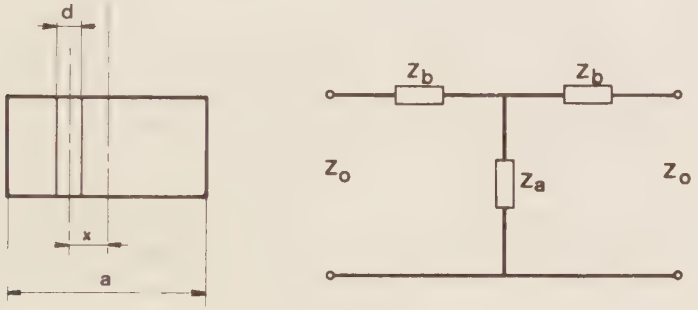

Figure 11 - Schéma électrique équivalent du barreau de plasma.

Les expressions complètes se simplifient notablement si :

1°) $\quad |\varepsilon| < 10 \qquad (4\text{-}2\text{-}12)$

2°) $\quad d/a < 0,15 \qquad (4\text{-}2\text{-}13)$

3°) $\quad \frac{2}{3}a < \lambda < 2a \qquad (4\text{-}2\text{-}14)$

En particulier, l'impédance Z_b devient négligeable et l'on peut écrire, en rapportant l'impédance du barreau à l'impédance caractéristique du guide (Z_o) :

$$\frac{Z_a}{Z_o} \simeq \frac{1}{i}\frac{a}{2\lambda_G}\operatorname{cosec}^2\frac{\pi x}{a}\left[\frac{2}{(\varepsilon - 1)\alpha^2} - S_o - \frac{1}{4}\frac{\varepsilon - 3}{\varepsilon - 1}\right] \qquad (4\text{-}2\text{-}15)$$

où : $\quad \alpha = \pi d/\lambda \qquad i = \sqrt{-1} \qquad (4\text{-}2\text{-}16)$

$$S_o = \operatorname{Log}_e\frac{4a}{\pi d} \sin\frac{\pi x}{a} - 2\sin^2\frac{\pi x}{a} + 2\sum_{n=2}^{\infty}\left[\frac{1}{\sqrt{n^2 - \left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2}} - \frac{1}{n}\right] \qquad (4\text{-}2\text{-}17)$$

On constate que la hauteur du guide n'intervient pas dans ces expressions, ce qui justifie l'emploi du guide aplati.

Dans nos mesures, la partie réelle de la constante diélectrique restera comprise entre + 1 et - 1. En principe, l'onde ne pénètre plus dans le plasma dès que ε devient négatif, mais en réalité ; même pour $\varepsilon \simeq -1$ l'épaisseur de pénétration est supérieure au diamètre de la colonne. En outre, les formules données par MARKUWITZ sont valables quel que soit ε et tiennent compte des phénomènes de pénétration et de réflexion. Néanmoins, nous sommes limités dans cette voie par deux considérations :

a) Seules les formules complètes sont valables quel que soit ε et leur emploi est fort malcommode.

b) Si la profondeur de pénétration devient plus faible que le diamètre, la mesure de densité sera faussée par la répartition de la densité électronique dans la section du tube : à mesure que, la densité s'élevant, l'onde pénètre moins dans le plasma, elle sonde des régions plus périphériques où la densité est plus faible et l'on risque d'observer une apparente saturation de la densité mesurée.

Compte tenu de ces limitations, il est raisonnable de considérer que les mesures de densité deviennent douteuses au-dessus de $2\ 10^{12}$ cm^{-3} à la fréquence de 8.300 MHz utilisée.

Séparons l'impédance du barreau en ses deux parties :

$$\frac{Z_a}{Z_o} = r + i\,x \qquad (4\text{-}2\text{-}18)$$

Les paramètres du plasma (n et ν) peuvent alors s'exprimer en fonction de r et x. On trouve (appendice B) :

$$n = \frac{A}{X}\left[1 - \sigma^2/1 + \left(\frac{r}{X}\right)^2\right] \qquad (4\text{-}2\text{-}19)$$

$$\nu = C\,\frac{r}{X}\left[1 - 2\sigma^2/1 + \left(\frac{R}{X}\right)^2\right] \qquad (4\text{-}2\text{-}20)$$

où : $$X = x - B$$

et A, B et C sont des constantes dépendant uniquement des données géométriques et de la fréquence de l'onde.

Pour un guide en bande J (a = 3,48 cm) à la fréquence de 8.300 MHz et un diamètre d = 5,6 mm, on trouve :

$$A = 3,06\ 10^{12} \qquad B = 0,238 \qquad C = 5,21\ 10^{10}$$

Rappelons que ces expressions ne sont valables que loin des conditions de résonance cyclotron ($\omega_B \ll \omega$). En outre, elles ne concernent qu'un barreau de section circulaire. Elles ne s'appliquent pas lorsque nous utilisons un tube à décharge de section rectangulaire. L'analyse de l'interaction onde-plasma dans cette dernière géométrie est difficile et nous ne l'avons pas tentée.

Dans la pratique, l'impédance du plasma est en parallèle avec une impédance due au tube à décharge en verre. Considérant maintenant les admittances (Y = 1/Z) nous avons :

$$Y_{plasma} = Y_{mesurée} - Y_{verre}$$

En plaçant convenablement le piston mobile qui termine le guide, il est possible de rendre Y_{verre} réel, c'est-à-dire de compenser la réactance du tube.

En posant :

$$Y_{mesurée} = g + i\,b$$

$$Y_{plasma} = g_p + i\,b$$

$$Y_{verre} = g_o$$

on trouve :

$$g_p + i\,b = g - g_o + i\,b \qquad (4\text{-}2\text{-}22)$$

d'où :
$$r = (g - g_o)/[(g - g_o)^2 + b^2] \qquad (4\text{-}2\text{-}23)$$

et :
$$x = b/[(g - g_o)^2 + b^2] \qquad (4\text{-}2\text{-}24)$$

L'admittance de l'ensemble verre-plasma est déterminée à l'aide de la ligne de mesure. Ayant éliminé la partie réactive de Y_{verre} (appendice C) en déplaçant le piston mobile, on détermine le taux d'onde stationnaire R_o en l'absence de plasma puis le TOS (R) et le déphasage φ introduits par le plasma. Si d est le déplacement d'un minimum du système d'ondes stationnaires, on a :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_G}\, d \qquad (4\text{-}2\text{-}25)$$

et :
$$g_p = g - g_o = \frac{R(1 - tg\,\varphi)}{R^2 + tg^2\,\varphi} - \frac{1}{R_o} \qquad (4\text{-}2\text{-}26)$$

$$b = \frac{tg\varphi\,(1 - R^2)}{R^2 + tg^2\,\varphi} \qquad (4\text{-}2\text{-}27)$$

Nous avons donc tous les éléments qui permettent, à partir des grandeurs directement mesurables (d et R) de remonter à n et ν. Il nous reste à examiner les détails de la méthode de mesure.

4.2.4 - **Aspects expérimentaux.**

La disposition géométrique adoptée présente l'inconvénient de créer un faible volume d'interaction entre l'onde et le plasma. Il faut donc utiliser des méthodes relativement fines pour pouvoir extraire les résultats cherchés. Malgré toutes les précautions prises, nous ne pouvons malheureusement pas obtenir une précision de mesures qui soit pleinement satisfaisante.

L'expression (4-2-20), négligeant le terme correctif dû au champ magnétique, montre que x varie de l'infini pour n = 0 à 0,238 pour n = ∞, c'est-à-dire que le déphasage ne dépassera jamais $\lambda/4$. Il faut donc que le déplacement du minimum soit mesuré avec une bonne précision. Nous avons utilisé pour relever les déplacements de sonde un indicateur à cadran donnant le centième de millimètre. En fait, la précision était limitée par les erreurs de positionnement plus que par celles provenant de la mesure des déplacements.

La situation est plus difficile encore en ce qui concerne la mesure du T. O. S. Celui-ci, élevé au départ, puisqu'il n'est limité que par la faible absorption du verre ne varie pas beaucoup en présence du plasma du moins aux plus faibles valeurs nous intéressant. Il nous faut donc une méthode précise pour effectuer sa mesure. Nous avons employé celle qui consiste à analyser la région du système d'ondes stationnaires proche d'un minimum [20].

On place d'abord la sonde à un minimum, puis on mesure la distance dont il faut la déplacer pour que la puissance reçue double. Si x_1 et x_2 sont les abscisses des deux points où la puissance reçue sur la sonde est double de la puissance au minimum (fig. 12) on a les relations :

$$x_{minimum} = \frac{x_1 + x_2}{2}$$

$$R = \lambda_g / \pi (x_2 - x_1)$$

La connaissance de x_1 et x_2 en présence et en l'absence de plasma permet donc de déterminer le T. O. S. et le déphasage.

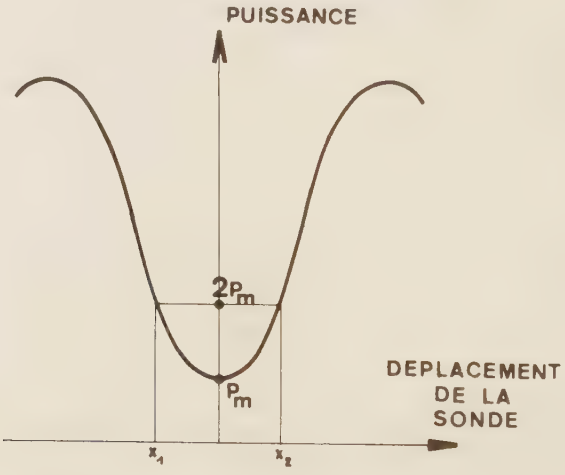

Figure 12 - Mesure du taux d'onde stationnaire.

Dans la méthode habituellement employée, on admet que le détecteur est quadratique et que son signal de sortie est donc proportionnel à la puissance reçue. Dans la version que nous avons utilisée, on mesure le signal reçu au minimum, on introduit avec un atténuateur de précision une atténuation de 3 dB et l'on déplace la sonde jusqu'à ce que le signal reçu redevienne égal au signal initial. On note l'abscisse de ce point : x_1 et l'on recommence de l'autre côté du minimum d'où x_2. Cette méthode a l'avantage de ne pas nécessiter d'hypothèse sur la loi du détecteur et des circuits associés puisque elle a le caractère d'une méthode de zéro. De plus, la sonde restant toujours au voisinage d'un minimum, elle ne déforme pas le système d'ondes stationnaires en extrayant de l'énergie en un point où le champ est élevé. On peut donc l'enfoncer plus dans le guide sans perturber la mesure.

Pour effectuer la mesure, l'impulsion reçue par la sonde est envoyée sur la deuxième voie de l'oscillographe de façon à apparaître sur l'écran. Le signal amplifié par les circuits de l'oscillographe est repris et envoyé sur un voltmètre de crête qui donne une indication proportionnelle à sa hauteur (fig. 10). C'est sur ce voltmètre qu'on peut faire avec une bonne précision la comparaison des amplitudes avant et après l'introduction de l'atténuation de 3 dB. Pour que la mesure soit valable, il faut supprimer les parasites provoqués par la forte impulsion du modulateur, sinon on risque de lire sur le voltmètre une indication représentant la hauteur d'impulsion due à ces parasites et non celle due à l'impulsion détectée par la sonde. Il faut également éviter la modulation de fréquence du klystron pendant l'impulsion. Cette modulation provoque des déplacements du minimum en cours d'impulsion qui déforment le signal reçu (apparition de "cornes") et faussent la mesure. Ceci nécessite un réglage soigné du klystron de mesure généralement incompatible avec l'obtention d'une puissance de sortie maximale. C'est cette raison qui nous a fait employer deux klystrons séparés, l'un pour fournir la puissance de chauffage ($\sim$ 100 mW) et l'autre, finement réglé, pour les mesures.

4.2.5 - **Discussion de la méthode.**

La mesure de $x_1 - x_2$ est faite avec une reproductibilité de l'ordre de 2 % pour les plus faibles absorptions et 1 % pour les plus fortes. La dispersion sur la mesure de déphasage est de 5 % environ.

La densité n dont la détermination repose principalement sur la mesure du déphasage est donc connue à 5 % près environ, ce qui est satisfaisant. Il n'en va pas de même de la fréquence de collision ν. En effet, ν dépend surtout de g_p qui est obtenu par différence entre g et g_o. Pour les plus faibles valeurs de ν (300 μs après la décharge) g_p est le dixième environ de g. Si g et g_o sont connus à 2 % près on trouve :

$$\Delta g_p/g_p \simeq 40\ \%$$

La situation est meilleure pour les mesures faites peu après la décharge, g_p est alors nettement supérieur à g et :

$$\Delta g_p/g_p \simeq 4\ \%$$

Nous verrons d'ailleurs plus loin que nous ne pouvons pas, de ce fait, accorder une très grande confiance aux mesures des faibles valeurs de ν.

Si la mesure de n ne souffre pas d'une dispersion aussi importante, elle est par contre entachée d'une erreur systématique difficile à éliminer. Il est en effet difficile de déterminer quel est le diamètre effectivement occupé par le plasma. Etant en régime intermédiaire entre celui qui serait entièrement contrôlé par la recombinaison et où la distribution radiale de la densité serait presque uniforme, et celui contrôlé par la diffusion où cette distribution suit une fonction de Bessel d'ordre zéro, il est impossible dans notre cas de déterminer la distribution de densité qui existe réellement. On détermine donc une densité moyenne, ce qui revient à dire que le diamètre effectif du plasma est inférieur au diamètre intérieur du tube à décharge. Dans les calculs numériques, nous prenons néanmoins comme diamètre de plasma la dimension intérieure du tube de verre. Les densités ainsi calculées sont donc sans doute trop faibles mais nous avons préféré cette façon de faire au choix arbitraire d'un diamètre effectif.

On peut voir sur les formules développées dans l'appendice B que n varie grosso-modo comme $1/d^2$. Ceci s'explique qualitativement en remarquant que la mesure du déphasage est sensible au nombre total d'électrons contenu dans le volume d'interaction et par conséquent la détermination de la densité fait intervenir la section du plasma.

Par contre, d n'intervient pas (en première approximation) dans la détermination de ν ce qui s'explique aussi en remarquant que la mesure de ν est en réalité une mesure relative où l'on compare ν à la fréquence de l'onde, c'est en réalité ω/ν que l'on mesure et l'on conçoit alors que cette détermination soit insensible aux effets géométriques.

4.3 - MESURE DES TEMPERATURES ELECTRONIQUES PAR EXTINCTION DE LA POST-LUMINESCENCE

4.3.1 - **Principe.**

Nous mettons ici à profit la variation du coefficient de recombinaison électron-ion en fonction de la température électronique. Il est généralement admis [21] que le processus de recombinaison qui prédomine dans la post-luminescence des gaz rares, pour des densités inférieures à 10^{12} cm^{-3}, est le processus de recombinaison dissociative qui met en jeu des ions moléculaires :

$$M_2^+ + e \longrightarrow M^* + M$$

où M représente un atome de gaz et l'astérisque signifie qu'il est excité. Dans ces conditions, d'après la théorie proposée par BATES [9], le coefficient de recombinaison varie proportionnellement à $T_e^{-3/2}$. Cette propriété a été vérifiée par C. L. CHEN [10] dans des expériences utilisant également l'extinction de la post-luminescence dans de l'hélium.

L'intensité de la lumière émise par unité de volume, à un instant donné de la post-luminescence, est proportionnelle au nombre de recombinaisons se produisant par unité de temps :

$$I_o \sim \frac{dn_e}{dt} = \alpha_o(T_o) \cdot n_e^2 \qquad (4\text{-}3\text{-}1)$$

Si l'on réchauffe soudain les électrons pour les porter à une température T, l'intensité de la lumière émise sera :

$$I \sim \alpha(T)\, n_e^2 \qquad (4\text{-}3\text{-}2)$$

On aura, compte tenu de la variation de α en $T^{-3/2}$, et en admettant que n_e reste inchangé :

$$I_o/I = (T/T_o)^{3/2} \qquad (4\text{-}3\text{-}3)$$

Si

$$T = T_o + \theta \qquad (4\text{-}3\text{-}4)$$

$$I_o/I = \left(1 + \frac{\theta}{T_o}\right)^{3/2} \qquad (4\text{-}3\text{-}5)$$

d'où :

$$\theta/T_o = (I_o/I)^{2/3} - 1 \qquad (4\text{-}3\text{-}6)$$

On voit sur la figure 13 l'allure du courant de sortie du photomultiplicateur observant la lumière émise par la décharge. La trace A représente la lumière en l'absence de chauffage des électrons, la trace B lorsqu'on leur a imposé une courte impulsion de chauffage.

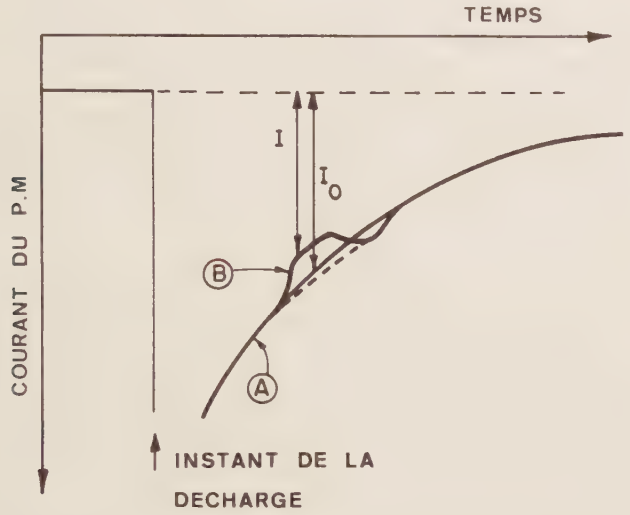

Figure 13 - Extinction de la post-luminescence. La trace A est obtenue en l'absence de l'impulsion de chauffage et la trace B lorsqu'elle est présente.

On constate donc que la méthode permet de déterminer la variation relative de la température électronique mais non la valeur absolue. La détermination relative est suffisante pour les mesures de conductivité à condition que la température T_o de départ soit connue ou reste fixe. Nous verrons plus loin que cette condition n'est pas toujours bien remplie mais dans ce cas la température T_o sera déterminée séparément.

Cette méthode de mesure de T_e a été utilisée dans nos expériences pour déterminer la distance de relaxation ρ et le temps de relaxation τ.

La sensibilité de la méthode dépend du rapport signal/bruit à la sortie du P. M.. Dans les conditions de la mesure la lumière provient d'un très petit volume d'un plasma peu lumineux. Les photomultiplicateurs utilisés se caractérisent par un très faible courant d'obscurité et le bruit d'origine thermique est lui aussi faible. Par contre, les fluctuations statistiques du signal sont importantes (bruit en $\sqrt{N}$) et il n'est pas possible de les réduire notablement par filtrage car nous sommes obligés d'utiliser des circuits à bande assez large (~ 1 MHz) pour que leur constante de temps soit bien inférieure à celle des phénomènes observés ($t \sim 1$ µs).

Le rapport signal/bruit habituellement obtenu est de 10 environ ce qui limite les valeurs de θ/T_o observables à :

$$\theta/T_o > 0,066$$

Pour T_o = 300°K, on peut donc déterminer ainsi des écarts de température de 20°. On voit qu'aux alentours de la température ambiante et malgré un rapport signal/bruit peu favorable, on obtient une excellente sensibilité. Dans nos mesures, θ sera en général compris entre 30° et 150°. Soit :

$$0,1 < \theta/T_o < 0,5$$

Dans l'analyse que nous avons donnée des phénomènes de conduction thermique, nous n'avons envisagé que des phénomènes permanents. En fait, le plasma se désagrège lentement au cours de la mesure. Néanmoins, nous avons pu éliminer de l'équation de conservation les termes dus à la variation de la densité électronique avec le temps car cette variation est faible pendant la durée de l'expérience. Les clichés de la figure 14 peuvent être trompeurs à cet égard, ils semblent montrer une décroissance relativement rapide de la lumière émise et donc de la densité. Il faut cependant tenir compte ici du fait que la lumière émise est proportionnelle à n^2, donc la variation de n à celle de $\sqrt{I}$.

On peut constater qu'après un certain temps de chauffage, la température atteint une valeur limite qui se maintient pendant une dizaine de microsecondes environ. On vérifie bien que le plateau observé correspond à un régime permanent de la température. Observons à ce propos le délai de transmission de la chaleur que l'on peut voir augmenter en fonction de la distance à la région chauffée. L'étude de ce délai a également servi à GOLDSTEIN et SEKIGUCHI pour mesurer la diffusivité D. En présence d'un champ magnétique l'emploi de cette méthode ne nous a pas paru sûr et nous avons eu recours uniquement à celle qui consiste à mesurer la distance de relaxation thermique.

4.3.2 - **Distance de relaxation (ρ).**

Ayant obtenu, par analyse des clichés (fig. 14) représentant l'extinction de la post-luminescence, une carte des déviations relatives de température, le problème consiste à remonter à la conductivité thermique.

Si l'on ne tient pas compte de la variation de K avec la température le problème est relativement aisé. Dans le cas de la géométrie cylindrique où l'on mesure une température moyennée dans la section droite on a, en régime permanent et en dehors de la région chauffée :

$$\theta = \theta_1 \exp\ [-\ (x - x_1)/\rho] \qquad (4\text{-}3\text{-}7)$$

avec :

$$\rho^2 = D\tau = \frac{2K}{3nk}\ \tau \qquad (4\text{-}3\text{-}8)$$

En admettant, ce qui est parfaitement justifié, que T_o, la température électronique initiale, ne dépend pas de l'abscisse le long du tube, (4-3-8) peut s'écrire :

$$\theta/T_o = (\theta_1/T_o) \exp\ [-\ (x - x_1)/\rho] \qquad (4\text{-}3\text{-}9)$$

Soit :

$$\mathrm{Log}_e \frac{\theta}{T_o} = \mathrm{Log}_e \frac{\theta_1}{T_o} - \left[\frac{x - x_1}{\rho}\right] \qquad (4\text{-}3\text{-}10)$$

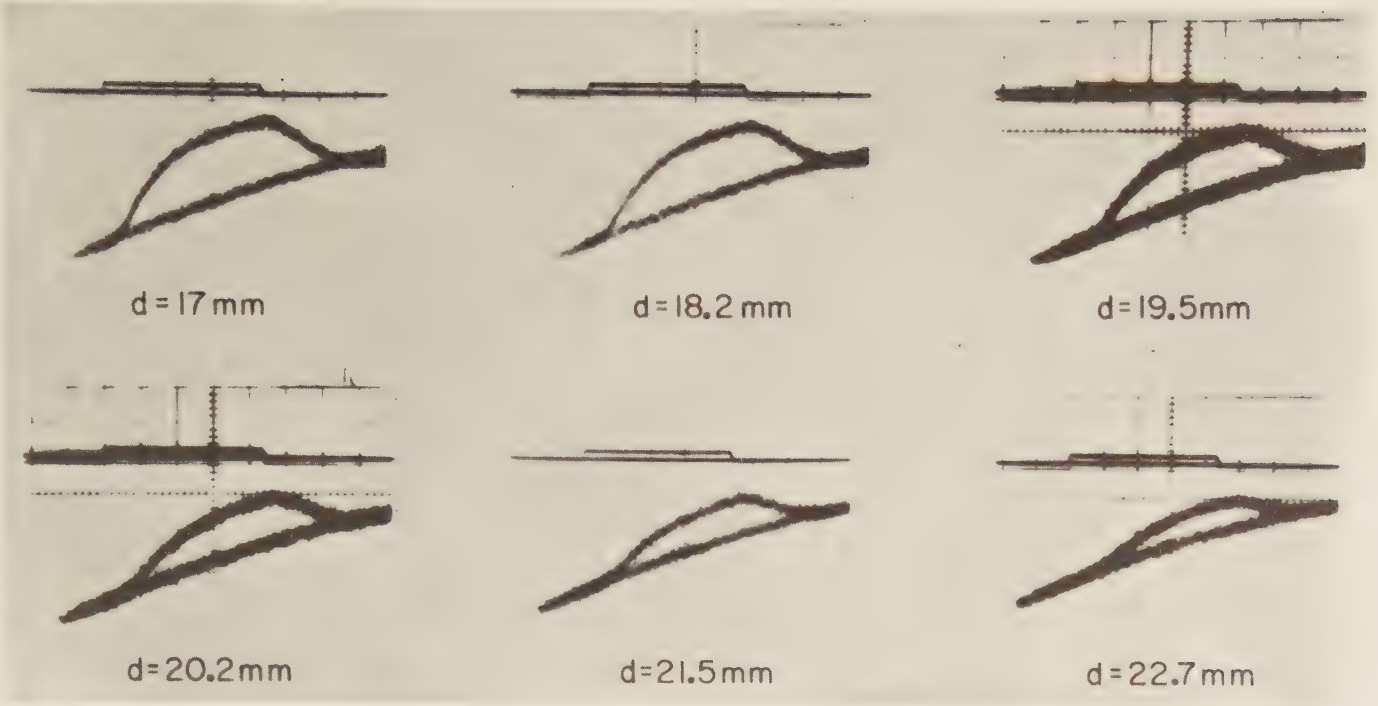

Figure 14 - Evolution de l'effet d'extinction de la post-luminescence en fonction de la distance à la région chauffée.

En traçant la courbe $\mathrm{Log}_e \frac{\theta}{T_o}$ en fonction de x on doit trouver une droite dont la pente donne ρ.

Si la densité électronique n et le temps de relaxation τ ont été déterminés d'autre part, la connaissance de ρ permet de calculer K.

Négligeant toujours la variation de K avec T_e, nous avons trouvé une solution analogue (3-5-75) pour le problème à deux dimensions qui se présente dans le cas du tube à section rectangulaire (fig. 3) :

$$\theta = \theta_1 \exp\left(\frac{x - x_1}{\rho_x}\right) \exp\left(\frac{y - y_1}{\rho_y}\right) \qquad (3\text{-}5\text{-}75)$$

Avec :

$$\rho_x^2 = D_{xx}\left[1 + \left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\tau \qquad (3\text{-}5\text{-}76)$$

$$\rho_y/\rho_x = D_{xx}/D_{xy} \qquad (3\text{-}5\text{-}77)$$

$$D_{jk} = \frac{2}{3} K_{jk}/nk$$

En mesurant ρ_x et ρ_y suivant deux directions perpendiculaires, on peut donc remonter aux deux composantes du tenseur de conductivité K_{xx} et K_{xy}.

En fait, les distributions expérimentalement relevées s'écartent peu de ces lois exponentielles. On peut le vérifier sur la figure 15 qui donne la variation de $\mathrm{Log}_e \left(\frac{\theta}{T_o}\right)$ en fonction de x pour le tube cylindrique : on constate une courbure à proximité de la région chauffée mais dès que θ/T devient plus faible, on retrouve des droites assez bien déterminées.

Nous avons vu cependant en (3-5-5) que l'on devait s'attendre à trouver une fonction légèrement incurvée, mais il faut noter que la variation totale de θ/T_o enregistrée expérimentalement est plus faible que celle envisagée pour tracer la courbe de la figure 7. En outre, la dispersion des points de mesure est suffisante pour cacher la légère courbure attendue. Compte tenu de ces divers éléments, nous avons tracé, pour chaque série de points expérimentaux relevés, la droite qui en rend le mieux compte, puis nous avons appliqué à la valeur de ρ ainsi déterminée une correction tenant compte des valeurs extrêmes de θ/T_o entre lesquelles cette droite est tracée. Nous avons vu en (3-5-5) que localement on pouvait définir une distance de relaxation :

$$\rho\left(\frac{\theta}{T_o}\right) = \rho_o\left(1 + \frac{\theta}{T_o}\right)^2$$

La fonction $\mathrm{Log}_e(\theta/T_o) = f(\theta/T_o)$ représentée figure 7 ayant une faible courbure, on fait une erreur minime en assimilant sa pente moyenne entre deux valeurs de $\mathrm{Log}_e \frac{\theta}{T_o}$ à la pente obtenue pour une valeur moyenne de $\mathrm{Log}_e \left(\frac{\theta}{T_o}\right)$.

Nous admettons donc que la valeur mesurée pour ρ est celle qui correspond à une valeur θ/T telle que $\mathrm{Log}_e \frac{\theta}{T_o}$ soit la moyenne entre les valeurs extrêmes atteintes.

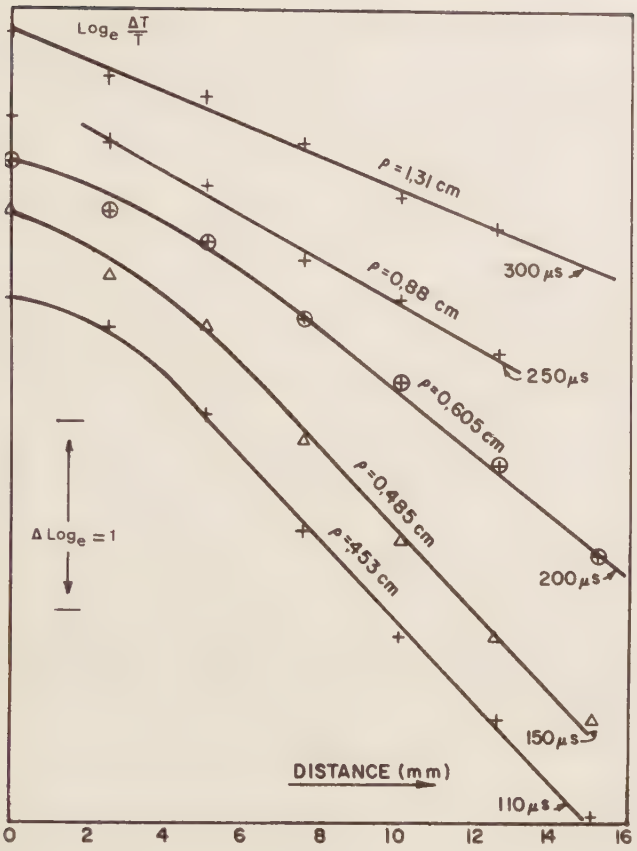

Figure 15 - Détermination de la distance de relaxation ρ.

On a porté sur la figure 16 la correction à apporter à ρ en fonction de la valeur moyenne de $\text{Log}_e \frac{\theta}{T_o}$ à laquelle s'est effectuée la mesure.

4.3.3 - **Temps de relaxation (τ).**

Lorsque l'apport d'énergie dû à la présence de l'onde de chauffage cesse dans la région du plasma intérieure au guide, l'ensemble de la distribution de température s'effondre par suite de la dissipation de l'énergie dans les collisions. En un point du plasma, on constate une décroissance exponentielle de la température qui apparaît clairement à la fin de l'impulsion sur la figure 13 et sur les clichés de la figure 14. La constante de temps de cette décroissance est caractéristique du terme de collision de l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = D_{xx}\left[\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial D_{xx}}{\partial \theta}\left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)^2\right] - \frac{\theta}{T_o} + \sigma \quad (3\text{-}5\text{-}42)\right.$$

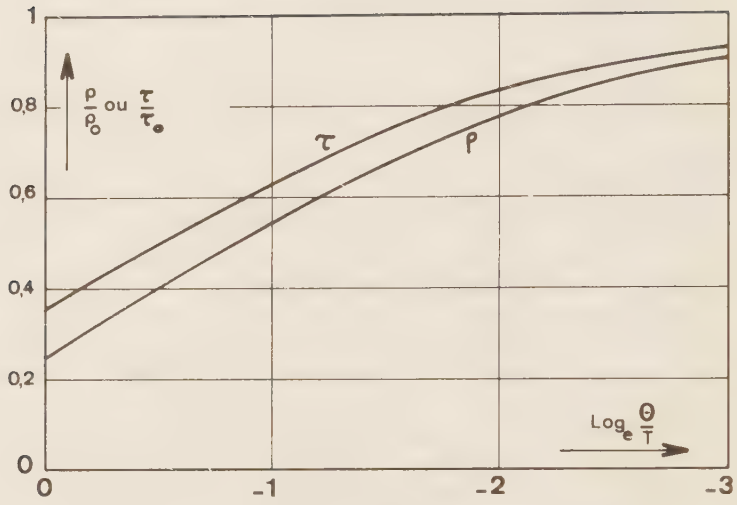

Figure 16 - Correction de température moyenne à faire sur ρ et sur τ.

A la fin de l'impulsion, le terme σ s'annule puisque l'on n'apporte plus d'énergie dans la région primitivement chauffée. Négligeant la variation de D avec la température on a, aussi bien dans le guide qu'à l'extérieur :

$$\frac{\partial\theta}{t} = D_{xx}\left[\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right] - \frac{\theta}{\tau} \qquad (4\text{-}3\text{-}12)$$

Mais, immédiatement après la cessation du chauffage, la distribution de température est encore celle qui prévalait en régime permanent ; donc, à l'intérieur du guide, le terme $D_{xx}\left[\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right]$ est négatif et il est positif à l'extérieur.

Il subsiste donc un écoulement de chaleur qui tend à réduire les gradients existant initialement. La température décroît plus rapidement à l'intérieur qu'à l'extérieur du guide. Au bout d'un certain temps, les gradients s'estompent suffisamment pour que le terme en D_{xx} de (4-3-12) devienne négligeable. On a alors :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = -\frac{\theta}{\tau} \qquad (4\text{-}3\text{-}13)$$

La température décroît alors exponentiellement avec une constante de temps égale à la constante de temps de relaxation électron-ion.

$$\theta = \theta_o \exp\left[-(t - t_o)/\tau\right] \qquad (4\text{-}3\text{-}13)$$

On peut vérifier sur la figure 17 que la décroissance est bien exponentielle après les quelques microsecondes pendant lesquelles se fait encore sentir l'effet de la chaleur provenant de la région plus chaude. On a d'ailleurs vérifié que la valeur de τ obtenue est la même, qu'elle soit mesurée à l'inté-

rieur de la région chauffée ou à l'extérieur pourvu qu'un temps suffisant se soit écoulé entre la mesure de τ et la fin de l'impulsion de chauffage. Les courbes de la figure 17 ont été obtenues en appliquant à la portion finale du signal lumineux la même méthode d'analyse qu'au plateau. On utilise pour cela des clichés pris sur l'écran de l'oscillographe avec un balayage plus rapide (2 à 5 μs/cm) qui permet d'analyser en détail l'évolution de la température.

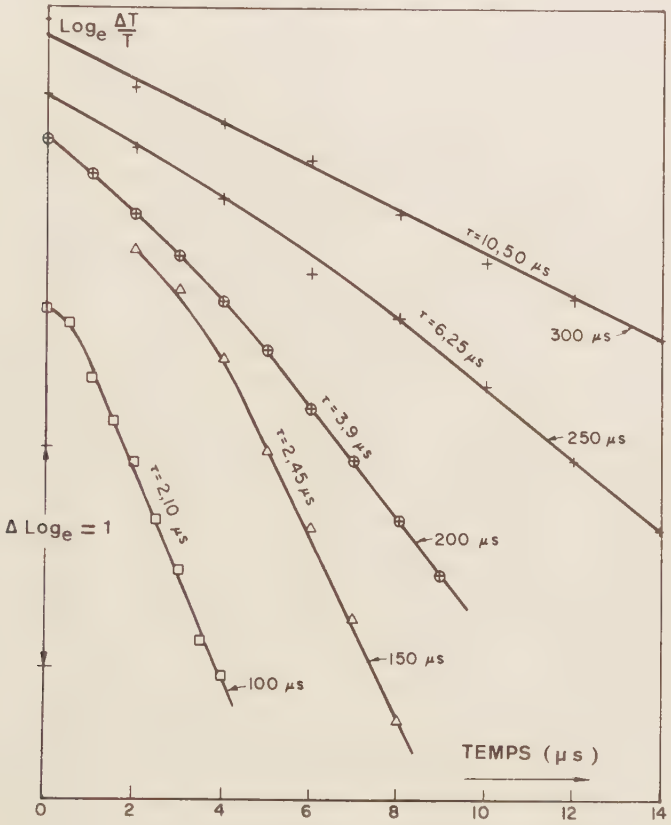

Figure 17 - Détermination du temps de relaxation τ.

L'analyse est un peu compliquée par le phénomène de "récupération des électrons" ("saving up") que l'on peut observer sur la figure 13. Pendant l'impulsion de chauffage le coefficient de recombinaison a diminué provoquant une diminution de luminosité. Un certain nombre d'électrons ont donc été "économisés" pendant ce temps et, par conséquent, la densité à la fin du chauffage est supérieure à ce qu'elle aurait été au même moment de la post-luminescence si le chauffage n'avait pas eu lieu. On s'explique ainsi que, juste après le chauffage, le luminosité du plasma revienne à un niveau supérieur à celui que l'on trouve sur la trace correspondant au plasma non chauffé.

Nous avons tenu compte de ce phénomène en mesurant I_o non pas sur la trace non perturbée (A) mais sur la ligne tracée en pointillés qui tient

compte de l'apport des électrons non recombinés et progressivement accumulés.

Note : Certains auteurs [28] ont récemment mis en doute l'importance du processus de recombinaison dissociative dans l'Hélium. Ils proposent de considérer plutôt le processus, radiativo-collisionnel de BATES [29]. Ce processus serait caractérisé par une loi en $T_e^{-9/2}$. Il faut remarquer tout d'abord que, dans le cas du Néon, les coefficients de recombinaison déterminés expérimentalement sont trop élevés pour que l'on puisse rejetter définitivement le processus dissociatif. Il subsiste cependant un doute quant à l'exposant de la loi de variation en fonction de T_e que l'on doit appliquer. On peut cependant vérifier que, si la valeur absolue de l'écart de température mesuré dépend fortement de l'exposant choisi, les temps et les distances de relaxation qui en découlent ne sont pratiquement pas affectés. L'ensemble de nos mesures reste donc valable quel que soit l'exposant qui entre réellement dans la loi de variation du coefficient de recombinaison.

5 - RÉSULTATS

5.1 - MESURES PRELIMINAIRES

Dans le but de vérifier nos méthodes et de nous assurer que l'interprétation des mesures était correcte nous avons entrepris une série de mesures sans champ magnétique pour comparer nos résultats à ceux obtenus précédemment par d'autres chercheurs. Les mesures faites se révèlent cohérentes à condition d'admettre un certain nombre d'hypothèses que nous nous sommes efforcés de corroborer dans la mesure du possible.

5.1.1 - **Mesures des fréquences de collision et des temps de relaxation.**

Le tableau 2 donne les résultats de mesure en hyperfréquence et les calculs permettant d'en déduire la densité et la fréquence de collision électroniques. Les mesures sont faites à partir de 100 μs et jusqu'à 400 μs dans la post-luminescence. La pression de Néon est de 7 Torr. Ces conditions se rapprochent de celles qui sont utilisées dans la suite, l'intervalle de temps choisi correspond à la possibilité d'obtenir un effet mesurable d'extinction de la post-luminescence. Pour 100 μs, la densité électronique est voisine de 10^{12} cm^{-3}, limite que nous avons fixée à la validité des mesures de densité. A partir de 300 μs la fréquence de collision devient trop faible pour pouvoir être mesurée avec une bonne précision : l'absorption due au plasma est alors plus faible que celle due au verre d'où une grande erreur sur $g_p = g - g_o$.

On remarque immédiatement que ν varie presque proportionnellement à n ce qui indique une nette prépondérance des collisions électron-ion sur les collisions électron-atome. Ceci est d'ailleurs conforme aux prévisions. En effet, à 300°K la fréquence de collision électron-atome admise pour le néon est donnée par :

$$\nu_{ea} = 3\ 10^7\ p$$

où p est en Torr. Soit dans notre cas :

$$\nu_{ea} \simeq 2\ 10^8\ s^{-1}$$

Or la fréquence de collision mesurée à 300 μs est encore de $3\ 10^9$ sec^{-1} ; la part des collisions électron-neutre ne dépasse donc pas 10 % ce qui est inférieur aux erreurs de mesure. On s'attend donc bien à voir la fréquence de collision varier proportionnellement à la densité électronique. Nous verrons plus loin qu'en réalité le rapport ν/n n'est pas parfaitement constant : il croît un peu au cours de la post-luminescence. Ce phénomène sera attribué à une légère variation de la température électronique que nous serons d'ailleurs amenés à prévoir pour une autre raison.

Tableau 2

Calcul de n et ν d'après les mesures en hyperfréquence - Gaz : Néon 7 Torr - Fréquence 8.300 MHz - $\lambda/2$ = 829 divisions

t (μs)	x_1 (divisions)	x_2 (divisions)	$x_2 - x_1$ (moyenne)	TOS R	Déphasage $\varphi = \beta d$ (degrés)	b	g	$g - g_o$ ($\times 10^2$)	r	x	$n (\times 10^{-12})$ cm^{-3}	$\nu (\times 10^{-10})$ s^{-1}
∞	870 871	840 840	30,5	17,30			0,0578				0	0
400	863 862	831 830	32	16,50	1,94	0,0342	0,0606	0,28	2,38	29,0	0,106	0,436
350	857 857	826 827	30,5	17,30	2,96	0,0520	0,0580	0,02	0,074	19,20	0,161	0,02
300	852 852	819 818	33,5	15,75	4,35	0,0757	0,0640	0,62	1,073	13,10	0,238	0,440
250	844 845	806 807	38	13,90	6,48	0,1130	0,0729	1,51	1,160	8,67	0,362	0,723
200	833 834	787 787	46,5	11,35	9,8	0,1705	0,0909	3,31	1,100	5,66	0,564	1,067
175	824 824	771 772	52,5	10,05	12,5	0,219	0,1043	4,65	0,928	4,38	0,737	1,175
150	813 813	753 752	60,5	8,72	16,2	0,286	0,1242	6,64	0,771	3,32	0,981	1,300
125	796 796	725 726	71	7,44	20,5	0,366	0,1530	9,52	0,665	2,56	1,310	1,498
100	775 774	690 688	84,5	6,27	27	0,496	0,2000	14,22	0,534	1,86	1,880	1,730

Les valeurs de fréquence de collision sont ensuite comparées à celles que l'on peut déduire de la mesure du temps de relaxation τ en appliquant la relation :

$$\tau = \frac{1}{G\nu} = \frac{M}{2m}\frac{1}{\nu} \qquad (3\text{-}5\text{-}5)$$

où M est la masse de l'ion et m celle de l'électron. Les temps de relaxation déterminés sur la figure 17 sont ceux qui ont été mesurés optiquement en même temps que les caractéristiques du plasma étaient relevées par interaction avec l'onde. Ces valeurs doivent encore être corrigées pour tenir compte de la température moyenne à laquelle elles ont été relevées (sect. 3-5-5). Les valeurs corrigées apparaissent au tableau 3.

Tableau 3

Comparaison des fréquences de collision et des temps de relaxation mesurés (Néon, 7 Torr)

Temps (μs)	ν mesuré (s^{-1})	τ mesuré (μs)	τ corrigé (μs)	$G = \frac{1}{\tau\,\nu}$
100	$1,73\ 10^{10}$			
110	*$1,64\ 10^{10}$	2,10	1,76	$3,46\ 10^{-5}$
150	$1,30\ 10^{10}$	2,45	2,20	$3,50\ 10^{-5}$
200	$1,07\ 10^{10}$	3,90	3,51	$2,66\ 10^{-5}$
250	$0,72\ 10^{10}$	6,25	5,62	$2,47\ 10^{-5}$
300	$0,44\ 10^{10}$	10,50	7,45	$3,05\ 10^{-5}$

* Valeur interpolée.

Si l'on porte en (3-5-5) la valeur de M correspondant à l'ion Ne^+ on trouve :

$$G_1 = 1/\tau\nu = 5,5\ 10^{-5}$$

Or on constate (tableau 3, col. 5) que la valeur expérimentale moyenne de G est 3,03.

Ceci s'explique en admettant que les ions présents dans le plasma ne sont pas du type atomique (Ne^+) mais du type moléculaire (Ne_2^+). S'il en est ainsi, on s'attend à trouver : $G = G_2 = 1/2\ G_1 = 2,75\ 10^{-5}$ ce qui est le cas à 10 % près.

En fait, ce résultat n'est pas très surprenant : nous avons déjà vu en (4-3-1) que le processus de recombinaison prépondérant dans ce genre de plasma mettait en jeu des ions moléculaires et que seule leur présence permet d'expliquer les forts coefficients de recombinaison constatés expérimentalement. La présence de tels ions a pu être prouvée par des prélèvements au spectromètre de masse [22] et par l'étude des coefficients de recombinaison [23]. Le résultat de nos mesures semble montrer que la transformation des ions atomiques en ions moléculaires est complète à partir de 100 μs

après la décharge dans nos conditions expérimentales. KUNKEL n'avait pas trouvé une transformation aussi rapide mais il faut remarquer que le taux de transformation peut dépendre fortement des conditions de la décharge et cette divergence n'est donc pas inquiétante.

Tableau 4

Comparaison des fréquences de collision et des temps de relaxation mesurés (Hélium 21,4 Torr)

Temps (μs)	n mesuré (cm^{-3})	ν mesuré (s^{-1})	$\nu + \nu_{ea}$ (s^{-1})	$\tau(\mu s)$ $[G_2(\nu_{ea} + \nu)]^{-1}$	τ mesuré (μs)
60	$1,79\ 10^{12}$	$2,5\ 10^{10}$	$3,06\ 10^{10}$	0,24	0,21
80	$1,29\ 10^{12}$	$2,06\ 10^{10}$	$2,62\ 10^{10}$	0,29	0,28
100	$0,89\ 10^{12}$	$1,78\ 10^{10}$	$2,34\ 10^{10}$	0,32	0,31
120	$0,71\ 10^{12}$	$1,37\ 10^{10}$			
140	$0,55\ 10^{12}$	$1,28\ 10^{10}$	$1,84\ 10^{10}$	0,40	0,43
160	$0,45\ 10^{12}$	$1,14\ 10^{10}$			
180	$0,36\ 10^{12}$	$0,98\ 10^{10}$			
260	$0,18\ 10^{12}$	$0,75\ 10^{10}$			

Nous avons néanmoins cherché à vérifier ces vues en faisant les mêmes mesures que précédemment, mais sur de l'hélium cette fois. Dans ce cas, la fréquence des collisions électron-atome n'est plus tout à fait négligeable, on a en effet [7] :

$$\nu_{ea} = 2,5\ 10^{8}\ p$$

La pression a volontairement été choisie élevée (21,4 Torr) pour faire apparaître ν_{ea}. On a donc :

$$\nu_{ea} = 5,4\ 10^{9}\ s^{-1}$$

On constate (fig. 18) que la fréquence de collision ne suit pas la densité électronique comme dans le cas du néon mais tend vers une limite aux faibles valeurs de n. Cette limite devrait précisément être la valeur de ν_{ea}. En extrapolant les valeurs de ν aux valeurs nulles de n on trouve une ordonnée à l'origine très voisine de $5,4\ 10^{9}\ s^{-1}$. Il serait d'ailleurs illusoire de chercher ici une mesure précise de ν_{ea}, la disposition géométrique employée s'y prête mal en effet à cause du faible volume d'interaction entre l'onde et le plasma. Néanmoins cette vérification nous confirme que l'interprétation des mesures est correcte.

De même que pour le néon, nous avons simultanément mesuré ν par interaction onde-plasma et déterminé τ par la méthode optique (tableau 4). On constate immédiatement que pour des fréquences de collision voisines τ est ici beaucoup plus petit. Ceci est prévisible puisque dans l'hélium :

$$G_1 = \frac{2m}{M} = 2,70\ 10^{-4}$$

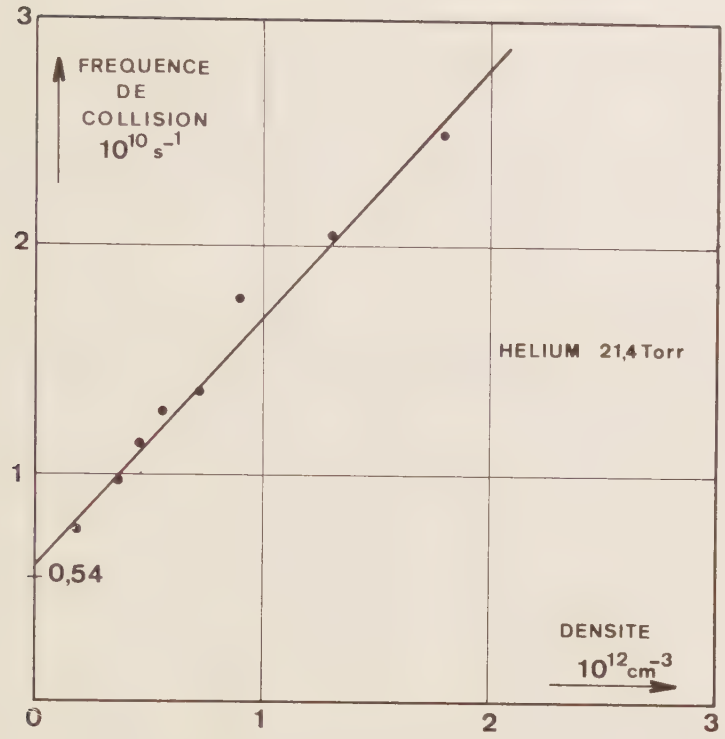

Figure 18 - Variation de la fréquence de collision avec la densité électronique

On vérifie bien, en effet, que les temps de relaxation sont environ dix fois plus faibles que dans le néon. On peut maintenant vérifier quantitativement la relation entre ν et τ.

La fréquence de collision est composée de deux termes :

$$\nu = \nu_{ei} + \nu_{ea}$$

Poursuivant l'hypothèse faite pour le néon, nous admettons que les ions sont moléculaires, les neutres restant sous forme atomique. L'énergie perdue par les électrons en une unité de temps est proportionnelle à $G_2\,\nu_{ei}$ pour les collisions électron-ion et à $G_1\nu_{ea} = 2G_2\,\nu_{ea}$ pour ce qui est des collisions électron-atome.

On doit donc avoir ici :

$$\tau = \frac{1}{G_2}\,\frac{1}{(\nu_{ei} + 2\nu_{ea})}$$

Or :

$$\nu = \nu_{ei} + \nu_{ea}$$

Donc :

$$\tau = \frac{1}{G_2}\,\frac{1}{\nu + \nu_{ea}}$$

Ici : $$G_2 = \frac{m}{M} = 1.35\ 10^{-4}$$

$$\nu_{ea} = 5,4\ 10^{9}\ s^{-1}$$

On constate en examinant le tableau 4 que la valeur de τ ainsi calculée est extrêmement proche de celle qui a été mesurée. Ceci confirme à la fois la présence des ions moléculaires et la validité des mesures de ν et de τ.

5.1.2 - **Coefficient de recombinaison.**

Nous avons cherché à analyser la variation de la densité électronique au cours de la post-luminescence pour en déduire le coefficient de recombinaison. En fait la géométrie employée n'est pas très favorable pour ce genre de mesures. Le diamètre du tube est en effet petit et il est par conséquent difficile de séparer la recombinaison de la diffusion. Les résultats obtenus ont néanmoins une valeur indicative. Dans le cas de l'hélium nous retrouvons bien le coefficient habituellement admis [25] [10] pour des ions moléculaires. Par contre, dans le cas du néon le coefficient que nous avons trouvé est beaucoup plus faible que celui donné dans la littérature [26] (10^{-8} cm^3 s^{-1} au lieu de 10^{-7}). Ceci s'explique, à notre avis, par la présence d'atomes de néon métastables qui créent au cours de la post-luminescence des électrons supplémentaires par la réaction :

$$Ne^M + Ne^M \longrightarrow Ne^+ + Ne^* + e$$

Cette réaction avait déjà été observée par Biondi [27] qui avait montré qu'au cours de la période qui suit la cessation d'une décharge H. F.,la densité électronique pouvait croître pendant des durées atteignant plusieurs millisecondes. L'évolution de la densité électronique dans la post-luminescence peut donc prendre des allures extrêmement variées suivant la densité des métastables présents à la fin de la décharge et cette densité dépend elle-même beaucoup du mode d'excitation employé.

D'autre part, il n'est pas étonnant que des atomes métastables soient présents dans la post-luminescence du néon et non dans celle de l'hélium. En effet, il est probable que des traces de néon se trouvaient présentes lors des expériences sur l'hélium. Elles peuvent suffire à desexciter totalement les atomes d'hélium métastables qui leur transfèrent leur énergie. Les métastables de néon ayant une énergie plus faible que ceux de l'hélium se desexcitent moins facilement car le taux d'impuretés à bas niveau d'excitation est sans doute très faible dans nos expériences par suite de la présence du piège à charbon actif refroidi dans l'azote liquide.

La présence des atomes de Ne dans l'état métastable se traduit également par leur influence sur la température des électrons. Parallèlement à la réaction d'ionisation invoquée plus haut,on s'attend aussi à observer les conséquences des collisions de seconde espèce entre les atomes de Ne excités et les électrons :

$$Ne^m + e \longrightarrow Ne + (e + E_{cin.})$$

Cette réaction a pour effet de fournir de l'énergie au gaz d'électrons et par conséquent d'augmenter sa température. Nous verrons dans la section suivante que cet effet est relativement important et nous aurons à en tenir compte.

Il se traduit par une lente décroissance de la température électronique dans la post-luminescence du néon au fur et à mesure que les métastables sont consommés par les diverses réactions auxquelles ils prennent part. Cette variation de température peut s'observer sur le rapport ν/n de la fréquence de collision électron-ion à la densité électronique qui est proportionnel à $Te^{-3/2}$. Or, on peut constater sur la figure 18 que, dans le cas de l'hélium, le rapport ν/n est constant au cours de la post-luminescence, ce qui confirme l'absence de métastables d'hélium suggérée par la valeur normale du coefficient de recombinaison.

5.1.3 - **Température électronique dans la post-luminescence.**

Nous avons vu que les mesures faites sur le néon et l'hélium permettent de conclure à l'exactitude des déterminations de ν et τ et laissent penser qu'il existe dans le cas du néon une forte population de métastables qui peuvent avoir une influence sur la température électronique.

Considérons tout d'abord le rapport ν/n de la fréquence de collision (électron-ion dans le cas du néon) à la densité électronique. Nous avons :

$$\langle \nu_{ei} \rangle / n = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \frac{Z^2 e^4}{m^{1/2}} (kT_e)^{-3/2} \operatorname{Log}_e \Lambda$$

$$= 3,62\ T_e^{-3/2} \operatorname{Log}_e [12,5\ T^{3/2} n^{-1/2}] \qquad (3\text{-}5\text{-}7)$$

Soit, pour des températures voisines de 300°K et des densités de l'ordre de 10^{12} cm^{-3},

$$\frac{\langle \nu_{ei} \rangle}{n} \simeq 15,2\ T^{-3/2}$$

Si la température électronique est de 300°K, on s'attend donc à trouver :

$$\frac{\nu}{n} = 3\ 10^{-3}$$

puisque nous avons vu (4-2-2) que la fréquence de collision, ν, mesurée par interaction onde-plasma était précisément $\langle \nu_{ei} \rangle$.

Or, on peut constater d'après les résultats expérimentaux que ν/n est compris entre 10^{-2} et $2\ 10^{-2}$ et que cette valeur varie régulièrement au cours de la post-luminescence. Nous interprétons cette variation comme étant due à une évolution régulière de la température des électrons qui diminue au cours du temps par suite de la disparition progressive des métastables. En effet, cette variation est trop lente pour pouvoir être interprétée comme une relaxation ordinaire de l'énergie des électrons. Nous avons en effet constaté expérimentalement que les temps de relaxation sont de quelques microsecondes au maximum pour les collisions élastiques de première espèce.

Nous désintéressant momentanément de la valeur absolue de ce rapport, nous pouvons déterminer à l'aide de ν/n la variation relative de la température électronique. C'est ce que nous avons fait au tableau 5 où la température de référence est arbitraire, c'est celle qui existe au temps $t = 110\ \mu s$. Nous avons ensuite reporté ces valeurs sur la figure 19 où l'on peut voir que la température semble tendre vers une limite, vers la fin de la post-luminescence.

Si l'on admet que cette limite correspond à la température ambiante il faut alors comparer à la valeur théorique de $3\ 10^{-3}$ celle que nous trouvons en fin de post-luminescence soit $1,8\ 10^{-2}$ environ. Cet écart important peut s'expliquer soit en remettant en cause la valeur de la température d'équilibre atteinte en fin de post-luminescence soit en admettant que les valeurs de n mesurées sont trop faibles d'un facteur 6 environ. Il est difficile de conclure définitivement à ce sujet mais il semble à peu près certain que la densité mesurée est trop faible car le diamètre effectif du plasma est sûrement inférieur au diamètre intérieur du tube à décharge qui a été pris comme référence dans les calculs de densité. Ainsi que nous l'avons vu (4-2-5) la densité calculée à partir de l'impédance mesurée varie comme l'inverse carré du diamètre choisi, alors que la fréquence de collision n'en dépend pratiquement pas. Compte tenu de la gaine à la surface du verre et de la répartition de densité dans le tube, il est facile de concevoir que le diamètre effectif puisse être inférieur de moitié au diamètre apparent, ce qui donnerait un rapport de 4 sur ν/n.

Quoiqu'il en soit la valeur absolue de n est donc à mettre en doute mais on peut admettre que les mesures relatives restent valables malgré cette incertitude. Par contre, la variation de T_e au cours de la post-luminescence semble bien établie et nous aurons à en tenir compte dans les mesures. Nous constatons en effet que la température varie dans un rapport proche de 2 du début à la fin de la période utile de la post-luminescence. La conductivité thermique variant en $T^{5/2}$, cet effet peut être plus important que la variation due au champ magnétique.

Pour vérifier l'influence de ce facteur, nous avons fait une série de mesures de conductivité à différents moments de la post-luminescence. En l'absence de champ magnétique la conductivité thermique ne dépend pas de la densité électronique mais uniquement de la température. On doit donc retrouver ainsi la même variation de T_e au cours de la post-luminescence que par la mesure de ν/n. Les valeurs de la distance de relaxation qui interviennent dans le calcul ont été mesurées sur les courbes de la figure 15 puis corrigées pour tenir compte de la valeur moyenne de θ/T. Les temps de relaxation sont ceux qui apparaissent au tableau 3 et les densités proviennent du tableau 2, toutes ces déterminations ayant été faites au cours de la même expérience.

On obtient ainsi les conductivités du tableau 5 d'où l'on déduit la variation relative de température (colonne 9). On peut constater sur la figure 19 un accord satisfaisant entre les températures déterminées par les deux méthodes indépendantes. Nous serons amenés par la suite à nous servir de ce fait pour justifier l'utilisation des mesures de ν/n pour la détermination des températures relatives. En outre, les valeurs de conductivité trouvées sont proches de celles obtenues par SEKIGUCHI et HERNDON [4] dans des conditions similaires.

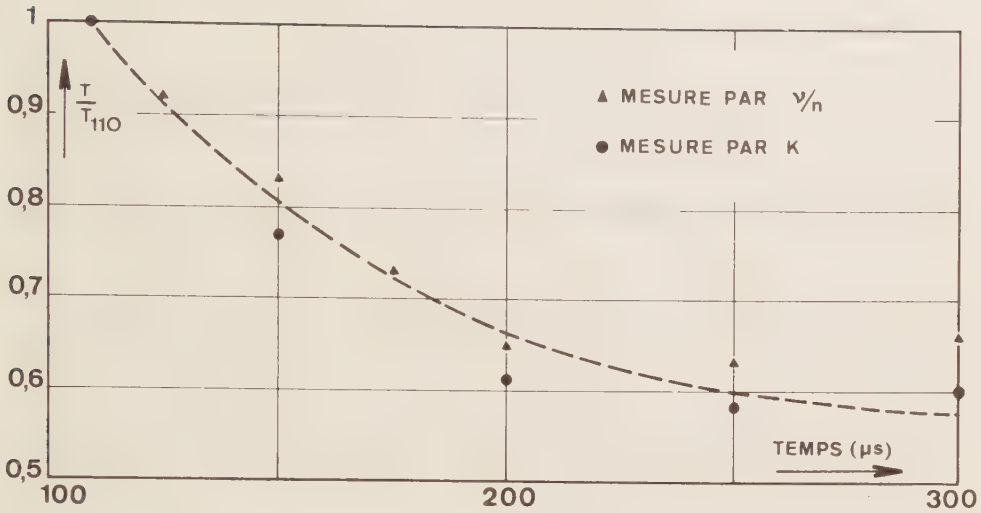

Figure 19 - Variation de la température électronique en fonction du temps. Comparaison des mesures faites à l'aide de la fréquence de collision et les mesures utilisant la conductivité thermique.

Tableau 5

Mesures de conductivité thermique et détermination des températures électroniques (Néon, 7 Torr)

$$K = \frac{3}{2} n k \frac{\rho^2}{\tau} = 2,07 \frac{n\rho^2}{\tau} 10^{-5}$$

t (μs)	n (10^{12} cm^{-3})	ν 10^{10} s^{-1}	ν/n × 10^2	T/T_{110}	τ (μs)	ρ (cm)	K W/cm. degré	T/T_{110}
100	1,88	1,73	0,92	1,06				
110	1,60	1,64	1,02	1	1,76	0,32	1,92 10^{-6}	1
125	1,31	1,50	1,14	0,92				
150	0,98	1,30	1,33	0,83	2,20	0,33	1,0 10^{-6}	0,77
175	0,74	1,175	1,59	0,73				
200	0,56	1,07	1,89	0,65	3,51	0,41	0,55 10^{-6}	0,61
250	0,36	0,72	2,0	0,63	5,62	0,60	0,48 10^{-6}	0,58
300	0,24	0,44	1,85	0,66	7,45	0,89	0,53 10^{-6}	0,60

5.2 - MESURES EFFECTUEES SUR LE TUBE DE SECTION CIRCULAIRE -

5.2.1 - **Déroulement des mesures.**

Initialement, il était prévu, dans cette géométrie, d'employer une méthode directement dérivée de celle qui est applicable en l'absence de champ magnétique. On se proposait en effet de mesurer ρ_x en déterminant la variation de la température moyenne dans la section du tube en fonction de l'abscisse x. Mesurant séparément la densité électronique n, la fréquence de collision des électrons et le temps de relaxation τ on pensait remonter à la conductivité adiabatique K_a (voir 3-5-6) que l'on aurait ainsi mesurée en fonction de B et comparée à K_o, conductivité en l'absence de champ.

Nous nous somme tout de suite heurtés à de grandes difficultés dans cette voie. On constate, en effet, que les mesures de conductivité faites à un instant donné de la post-luminescence en présence d'un champ magnétique ne sont pas comparables à celles que l'on peut faire au même moment en l'absence de champ : il n'est pas rare de mesurer en présence d'un champ, même faible, des conductivités supérieures à ce que l'on trouve en l'absence de champ. Or, ce résultat est contraire à la fois aux prévisions théoriques et aux résultats obtenus par les méthodes relatives que nous avons mises au point par la suite.

Nous avons admis qu'il fallait chercher la raison de cette incohérence dans les perturbations apportées à la décharge par le champ magnétique . Celui-ci a pour effet, entre autres, de déplacer le courant de décharge vers la paroi et par conséquent de modifier la distribution de densité à l'intérieur du tube. Or nous n'avions pas le moyen, dans cette géométrie, de vérifier (par exemple en mesurant la répartition de la lumière) la distribution de densité dans le tube. Ce qui nous aurait permis, comme nous le verrons en étudiant les résultats obtenus sur le tube à section rectangulaire, de rechercher les conditions de décharge qui minimisent ces effets.

Après avoir cherché pendant quelque temps par tâtonnements dans quelles conditions il était possible d'obtenir des résultats cohérents nous avons abandonné ce genre de mesures directes. Il convient de faire remarquer, en effet, que les mesures proprement dites et leur dépouillement sont extrêmement longs et fastidieux et qu'il n'y a aucun moyen, en cours de mesure, de se rendre compte de l'évolution des résultats en fonction d'un paramètre tel que la tension, le courant ou la durée de la décharge. Par conséquent, lorsque nous avons pu obtenir des résultats cohérents par la méthode que nous allons exposer nous n'avons pas cherché plus loin et nous nous sommes satisfaits des résultats relatifs qu'elle pouvait nous fournir. Nous verrons plus loin comment les résultats obtenus en géométrie rectangulaire viennent corroborer et compléter ceux de la géométrie circulaire. L'ensemble ainsi obtenu est à notre avis complètement cohérent et aussi significatif que le serait un ensemble de mesures absolues s'il avait pu être obtenu.

Nous avons vu (3-4-1) que les coefficients thermomagnétiques dépendent du champ magnétique par l'intermédiaire du paramètre ω_B/ν où ω_B est la fréquence cyclotron et ν la fréquence de collision des électrons. Nous avons mis cette propriété à profit pour faire varier le paramètre fondamental, non pas en modifiant le champ magnétique (c'est-à-dire ω_B), mais en changeant ν. Nous avons donc choisi une valeur du champ magnétique fixe puis mesuré K_a en divers instants de la post-luminescence. La densité électronique variant d'un instant à l'autre, la fréquence de collision électron-ion varie également et par conséquent nous obtenons diverses valeurs de ω_B/ν tout en gar-

dant B constant. Cette méthode présente l'avantage important de nous permettre d'opérer toujours sur la même décharge et, par conséquent, d'éliminer les perturbations que provoque la présence du champ magnétique. D'ailleurs, nous avons constaté immédiatement que l'emploi de cette méthode rendait les résultats cohérents et reproductibles. Mais cette amélioration fondamentale ne va pas sans un certain nombre de limitations et de complications dans le dépouillement des mesures.

En premier lieu, les résultats obtenus sont relatifs, c'est-à-dire que nous obtenons des conductivités rapportées à une valeur de référence, obtenue, par exemple, pour la plus petite valeur de ω_B/ν que nous puissions réaliser à la valeur de ω_B choisie. Nous sommes limités ici par la valeur maximum de ν que l'on est capable de mesurer. Dans une série de mesures donnée, on obtient par exemple $(\omega_B/\nu)_{min} \sim 0,5$. On ne peut donc pas rapporter les conductivités mesurées à la conductivité à champ nul. Pour comparer les résultats à la théorie nous serons donc amenés à rapporter également les valeurs théoriques de $K_a \left(\frac{\omega_B}{\nu}\right)$ à la valeur correspondant au minimum des valeurs de ω_B/ν utilisées dans la séries de mesures considérées.

D'autre part, nous avons vu que la température électronique n'est pas constante au cours de la post-luminescence et qu'à elle seule cette variation se traduit par une variation importante de la conductivité. Les mesures préliminaires, faites en l'absence de champ magnétique, ont montré cependant que la mesure de $\frac{\nu}{n}$ permettait de déterminer la variation relative de température et que les températures trouvées étaient en bon accord avec celles déduites des mesures de conductivité thermique, en admettant que celle-ci dépend de la température suivant une loi en $T^{5/2}$ (voir sect. 3-4-2). Nous serons donc amenés à corriger les valeurs relatives de conductivité par un coefficient correspondant au rapport des températures élevé à la puissance 5/2.

Les complications supplémentaires que nous avons dû admettre sont compensées par le fait que seuls interviennent dans les calculs des rapports de grandeurs mesurées à des instants différents de la post-luminescence. Ceci est très favorable à la cohérence des résultats, car on élimine ainsi les erreurs systématiques, par exemple celle qui entache la mesure des densités et provient de l'indétermination du diamètre effectif du plasma.

Les formules de travail utilisées sont les suivantes : la conductivité thermique est mise sous la forme :

$$K_a = F\left(\frac{\omega_B}{\nu}\right) \cdot T^{5/2} \qquad (5\text{-}2\text{-}1)$$

et nous cherchons à déterminer les variations relatives de $F\left(\frac{\omega_B}{\nu}\right)$ (c'est-à-dire celles de $K_a \left(\frac{\omega_B}{\nu}\right)$ à température constante).

La température est déterminée (voir 4-2-2) grâce à :

$$\frac{\nu}{n} = E\, T^{-3/2} \qquad (5\text{-}2\text{-}2)$$

Dans ces deux expressions, E et F ne dépendent de n et T que par un terme logarithmique dont nous négligerons les variations dans la gamme restreinte des densités et des températures explorées.

La densité n et la fréquence de collision ν sont mesurées par interaction avec une onde centimétrique. K est déterminé à partir des mesures de répartition de température, c'est-à-dire de ρ_x et du temps de relaxation τ :

$$\rho_x^2 = D_a \tau \qquad (3\text{-}5\text{-}63)$$

$$D_a = K_a / \frac{3}{2} n k \qquad (3\text{-}5\text{-}64)$$

$$K_a = K_{xx} \left(1 + \left(\frac{K_{xy}}{K_{xx}}\right)^2\right) \qquad (3\text{-}5\text{-}62)$$

Si $t_1, t_2, \ldots t_k, \ldots, t_n$ sont les n instants de la post-luminescence où des mesures ont été effectuées, on aura pour les conductivités rapportées à $(K_a)_1$ et ramenées à la même température.

$$\frac{(K_a)_k}{(K_a)_1} = \frac{K_a[(\omega/\nu)_k]}{K_a[(\omega/\nu)_1]} = \frac{n_k}{n_1} \left(\frac{\rho_k}{\rho_1}\right) \frac{\tau_1}{\tau_k} \left(\frac{T_1}{T_k}\right)^{5/2} \qquad (5\text{-}2\text{-}3)$$

Le rapport des températures est déterminé d'après la mesure de ν/n par :

$$\frac{T_1}{T_k} = \left[\frac{(\nu/n)_k}{(\nu/n)_1}\right]^{2/3}$$

En dépouillant les résultats, on constate que la cause d'erreur la plus importante provient des mesures de T_1/T_k et surtout pour les points mesurés vers la fin de la post-luminescence où la mesure de ν est difficile. Nous avons donc été amenés à tracer, pour chaque post-luminescence étudiée, une courbe continue de la température relative d'après les mesures de $(\nu/n)^{2/3}$, puis à reprendre les points de cette courbe au lieu des points expérimentaux pour calculer le rapport $(T_1/T_k)^{5/2}$. Cette procédure de lissage permet de compenser l'amplification des erreurs que provoque l'exposant 5/2 de la température. En outre, elle permet dans quelques cas d'éliminer des mesures de températures complètement faussées par de petites erreurs sur la mesure de ν à la fin de la post-luminescence.

5.2.2 - **Résultats**

Les mesures ont été faites pour des champs magnétiques allant de 250 à 1800 Oe, c'est-à-dire pour des valeurs de ω_B/ν variant de 0,2 à 7.

On trouvera au tableau 6 les données numériques correspondant à une mesure typique. Sur la figure 20, nous avons tracé la courbe lissée qui nous fournit les valeurs de T/T_1 utilisées pour l'interprétation des résultats. La figure 21 donne le résultat final des mesures $K_a/(K_a)_1$ en fonction de ω_B/ν. Nous avons reporté sur la même courbe les valeurs théoriques de K_a et K_{xx} rapportées à leur valeur respective pour $(\omega/\nu)_1 = 1,34$.

Dans cette série de mesures, la pression de néon était de 7,9 Torr et le champ magnétique de 1125 Oe.

Nous avons reporté sur la figure 22 les résultats de plusieurs séries de mesures faites pour diverses valeurs du champ magnétique et interprétées suivant la méthode qui vient d'être exposée.

Afin de vérifier la validité de l'ensemble de la méthode nous avons repris les résultats obtenus en l'absence de champ magnétique (tableau 5) et

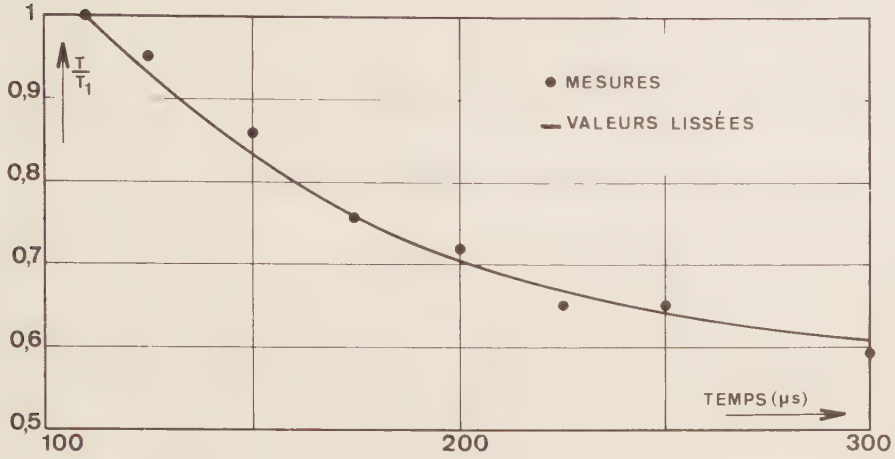

Figure 20 - Variation de la température électronique au cours d'une série de mesures typique.

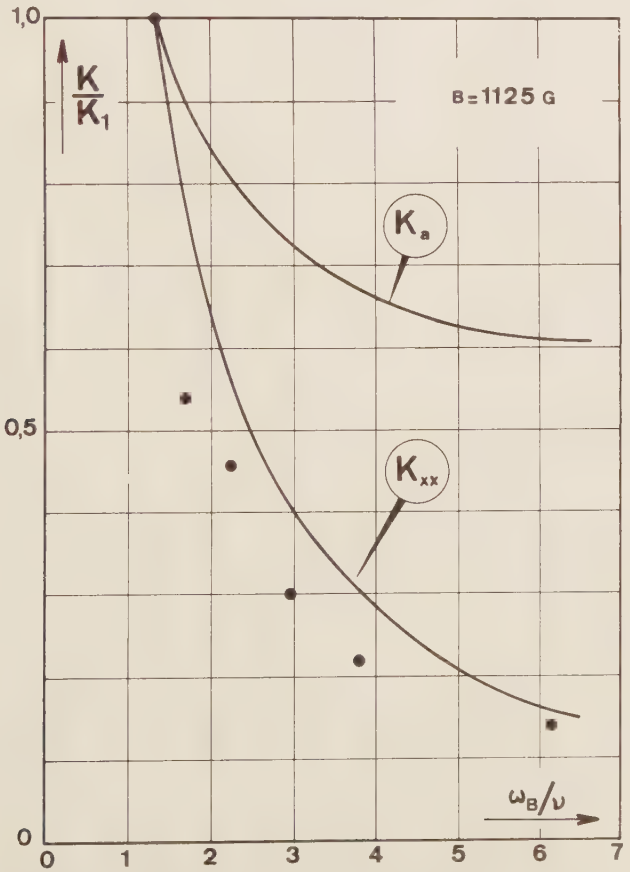

Figure 21 - Variation de la conductivité thermique mesurée (K_a).

Tableau 6

Variation de K_a en fonction de ω/ν - Néon 7,9 Torr - H = 1125 Oe

Temps (μs)	n 10^{12} cm^{-3}	ν 10^{10} s^{-1}	T/T_1	ρ (mm) mesurée	ρ (mm) corrigé	τ(μs) mesuré	τ(μs) corrigé	$(\rho/\rho_1)^2$	τ_1/τ	n/n_1	$(T_1/T)^{5/2}$	$\frac{K_a}{(K_a)_1}$	ω/ν
110	1,62	1,48	1	6,90	6,63	1,8	1,51	1	1	1	1	1	1,34
125	1,35	1,365	0,95										
150	1,00	1,18	0,86	7,50	6,43	3,75	2,96	1,10	0,51	0,618	1,57	0,54	1,68
175	0,743	1,048	0,76										
200	0,578	0,888	0,715	8,45	5,23	4,2	3,57	1,27	0,42	0,356	2,44	0,46	2,23
225	0,465	0,825	0,65										
250	0,383	0,671	0,65	10,90	4,87	8,85	6,81	1,93	0,22	0,236	3,02	0,30	2,95
300	0,256	0,520	0,59	11,85	4,62	10,3	7,51	2,04	0,20	0,157	3,38	0,22	3,81
350	0,17			13,55	7,31	11	9,02	2,49	0,16	0,105	3,38*	0,14	6,15**

* Extrapolé

** ν déterminé d'après $\tau = 1/G_2\nu$.

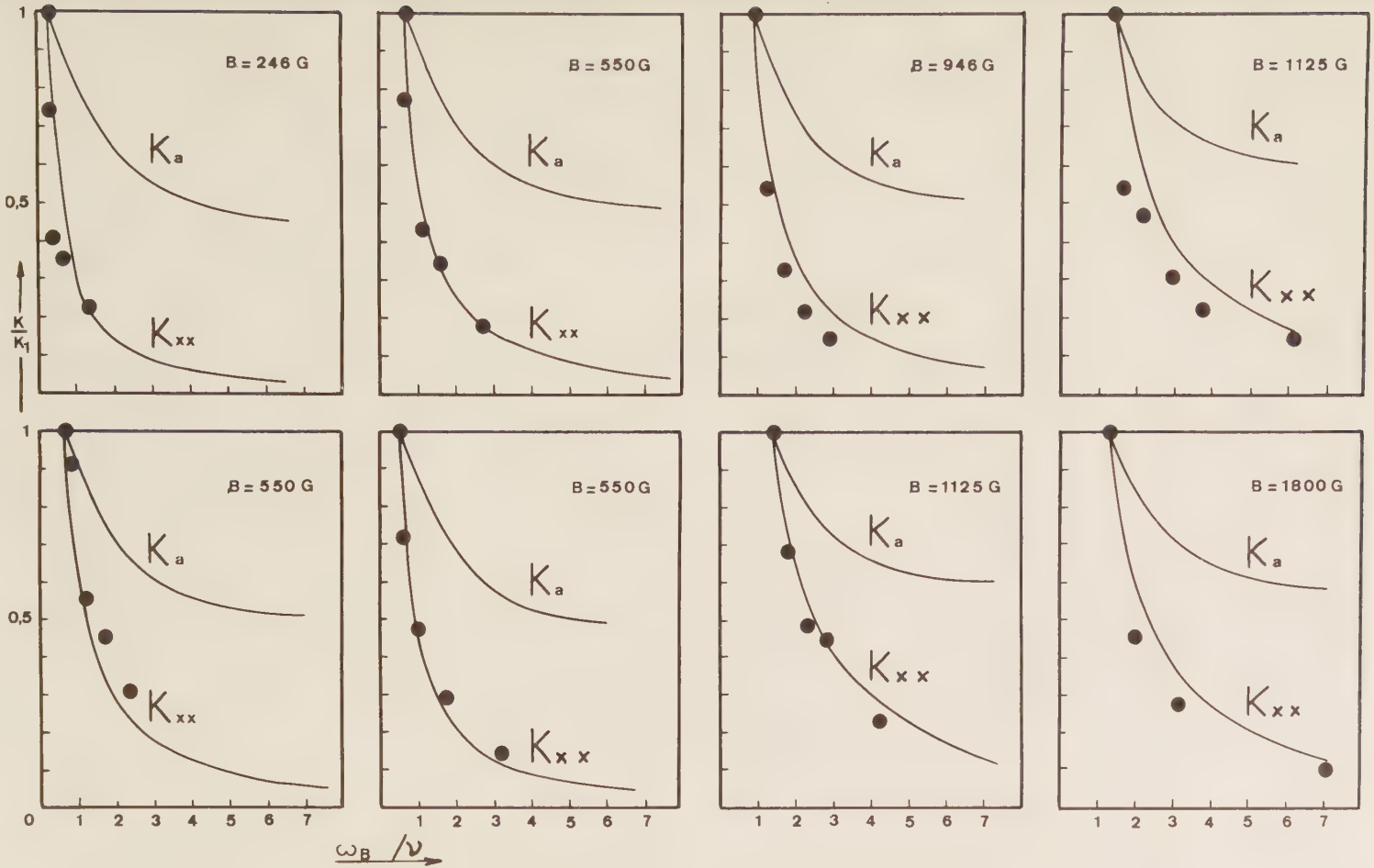

Figure 22 - Résultats de 8 séries de mesures indépendantes.

Tableau 7

Mesure de K sans champ magnétique - Néon : 7 Torr

Temps (μs)	n 10^{12} cm^{-3}	ν 10^{10} s^{-1}	T/T_1	ρ(mm) mesurée	ρ(mm) corrigé	τ(μs) mesuré	τ(μs) corrigé	$(\rho/\rho_1)^2$	τ_1/τ	n/n_1	$\left(\frac{T_1}{T}\right)^{5/2}$	$\frac{K_a}{(K_a)_1}$	ω/ν
110	1,60	1,64	1	4,5	3,2	2,1	1,76	1	1	1	1	1	0
125	1,31	1,50	0,92										
150	0,98	1,30	0,83	4,9	3,3	2,45	2,20	1,10	0,81	0,61	2,08	1,13	0
175	0,74	1,75	0,73										
200	0,56	1,07	0,65	6,1	4,1	3,9	3,51	1,66	0,50	0,35	2,82	0,82	0
250	0,36	0,72	0,63	8,8	6,0	6,25	5,62	3,50	0,31	0,226	3,57	0,875	0
300	0,24	0,44	0,66	13,1	8,9	10,5	7,45	7,90	0,23	0,149	3,83	1,04	0
										Moyenne : 0,973			

nous les avons interprétés suivant la méthode applicable aux mesures avec champ (tableau 7). On s'attend à ce que $K_a/(K_a)_1$ reste constant et égal à 1. C'est bien ce que l'on constate. Ce résultat confirme bien la validité de la méthode employée et nous permet d'affirmer que la forte variation relevée en présence de champ est bien due à l'action du champ magnétique et que les autres influences ont été convenablement éliminées.

Un examen de la dispersion des divers résultats entrant dans le calcul final permet d'évaluer la précision des mesures. Nous trouvons une erreur relative de 30 % environ sur les détermination de $K_a/(K_a)_1$. Cette erreur relativement élevée est due au grand nombre de variables entrant dans l'expression finale.

On constate, en comparant les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques, un désaccord important. Les points expérimentaux se placent en effet systématiquement au voisinage de la courbe représentant K_{xx} plutôt que sur celle donnant K_a. Or notre analyse de l'écoulement de la chaleur nous avait amené à considérer que la conductivité apparente serait K_a et non K_{xx}. Cette analyse reposait sur l'hypothèse d'un courant de chaleur nul aux parois dont la conséquence était l'apparition d'un fort gradient de température suivant Oy.

Placés devant cette contradiction, nous avons été amenés à douter de l'existence de ce gradient. Si, en effet, on admet au contraire l'hypothèse d'un courant non inhibé à la paroi on obtient alors une conductivité égale à K_{xx}, mais le gradient suivant Oy disparaît. C'est pour lever cette incertitude que nous avons réalisé le tube à décharge de section rectangulaire qui permet de mettre en évidence la distribution de température suivant Oy aussi bien que suivant Ox.

Disons tout de suite que les mesures faites confirment l'existence des gradients de température suivant Oy, gradients qui n'apparaissent qu'avec le champ magnétique. Compte tenu de ce résultat, nous sommes donc amenés à constater une différence marquée entre nos résultats et ceux de la théorie. Cette différence ne peut être attribuée ni à une erreur d'interprétation, au moins dans le cadre que nous avons fixé, ni à des erreurs expérimentales, l'ordre de grandeur de celles-ci étant bien inférieur aux différences relevées. Les mesures faites sur le tube de section rectangulaire corroborent et complètent, comme nous le verrons, les résultats exposés ici.

5.3 - MESURES EFFECTUEES SUR LE TUBE DE SECTION RECTANGULAIRE

5.3.1 - **Déroulement des mesures.**

Nous avons constaté que les mesures faites sur le tube rond semblaient contredire les hypothèses adoptées concernant le flux de chaleur transversal. En effet, si l'on rejette momentanément la possibilité d'une imperfection de la théorie exposée, les résultats de mesures ne peuvent s'expliquer qu'en admettant l'absence du gradient de température suivant Oy dont nous avions été amenés à prévoir l'apparition (voir sect. 3-5-6). Ceci impliquerait alors que le flux de chaleur transversal serait susceptible de s'écouler librement à la paroi. Un moyen simple de vérifier, au moins qualitativement, l'hypothèse faite consiste à déterminer si oui ou non il apparaît un gradient de température suivant Oy (gradient dont le sens doit s'inverser en même temps que le champ magnétique). Cette vérification avait été faite grossièrement

sur le tube rond qui se prêtait mal cependant à ce genre de mesures. Persuadés alors de l'existence de ce gradient, nous avons vu là une possibilité de déterminer les deux composantes du tenseur de conductivité en faisant une mesure en deux dimensions dans un plan perpendiculaire au champ magnétique.

Nous avons donc réalisé le deuxième tube à décharge dont la section est rectangulaire. Le guide d'onde spécial a été un peu modifié pour permettre le passage de ce nouveau tube dont la plus grande dimension a été placée parallèlement à la direction de propagation dans le guide (figure 3). La partie du plasma se trouvant à l'intérieur du guide est, comme dans l'autre géométrie, uniformément chauffée par l'onde centimétrique. La chaleur diffuse ensuite vers l'extérieur. Suivant la direction Oz (parallèle au champ) la distribution de température reste uniforme. Dans le plan xOy, par contre, on s'attend, d'une part, à trouver une température qui décroît avec x et, d'autre part, un gradient suivant Oy provoqué par le flux de chaleur résultant du terme $K_{xy} (\partial\theta / \partial x)$. Nous avons vu (sect. 3-5-7) que l'on s'attendait à trouver une distribution de température exponentielle suivant Ox et Oy et que les distances de relaxation suivant ces deux directions devaient permettre de déterminer K_{xx} et K_{xy}.

Les premières séries de mesures faites ont donc consisté à déterminer la distribution de température en fonction de x et de y. On constate immédiatement (fig. 23) l'existence d'un fort gradient de température suivant Oy dont le sens est bien celui que l'on peut prévoir en fonction du signe de K_{xy} et du sens du champ magnétique.

On a également vérifié les points suivants :

- En l'absence de champ la température est uniforme suivant Oy et décroît exponentiellement suivant Ox comme dans le tube de section circulaire.

- Les conditions de la décharge sont telles que la densité électronique est à peu près uniforme suivant Oy. Pour obtenir ce résultat nous avons dû rechercher en tâtonnant la pression et les conditions de décharge optimales. Les valeurs relatives de densité étaient déduites de la mesure de l'intensité lumineuse émise par le plasma ($n_e \sim \sqrt{I}$).

L'existence du gradient de température suivant Oy ne suffit certes pas à démontrer complètement la validité de l'hypothèse faite sur le flux transversal mais elle indique au moins que ce flux est fortement réduit par rapport à ce qu'il serait dans un milieu infiniment étendu. Quittes à la réexaminer plus loin en discutant les mesures, il nous paraît donc justifié d'admettre l'hypothèse du flux transversal nul et d'analyser les résultats expérimentaux suivant la méthode développée précédemment (sect. 3-5-7).

Sur la figure 24, nous avons repris les résultats de la figure 23 mais cette fois-ci en coordonnées semi-logarithmiques. On constate que la distribution de température a bien le caractère doublement exponentiel prévu, ce qui confirme encore l'analyse déjà faite. Il est donc possible de définir deux distances de relaxation ρ_x et ρ_y que nous mesurerons maintenant suivant deux directions perpendiculaires sans qu'il soit besoin de mesurer chaque fois la distribution de température dans tout le plan.

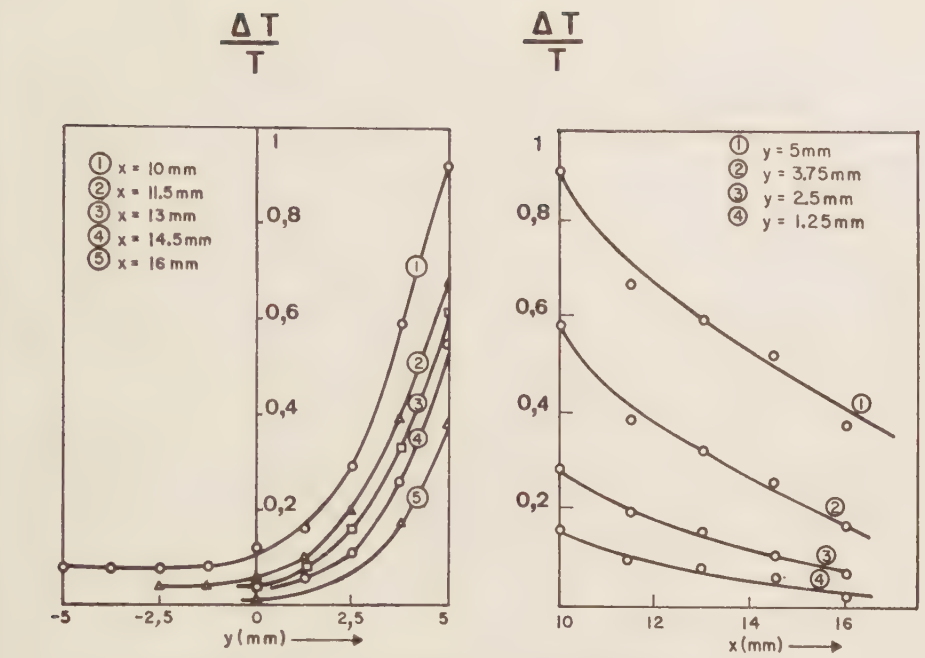

Figure 23 - Répartition de température dans le plan xOy en présence d'un champ magnétique.

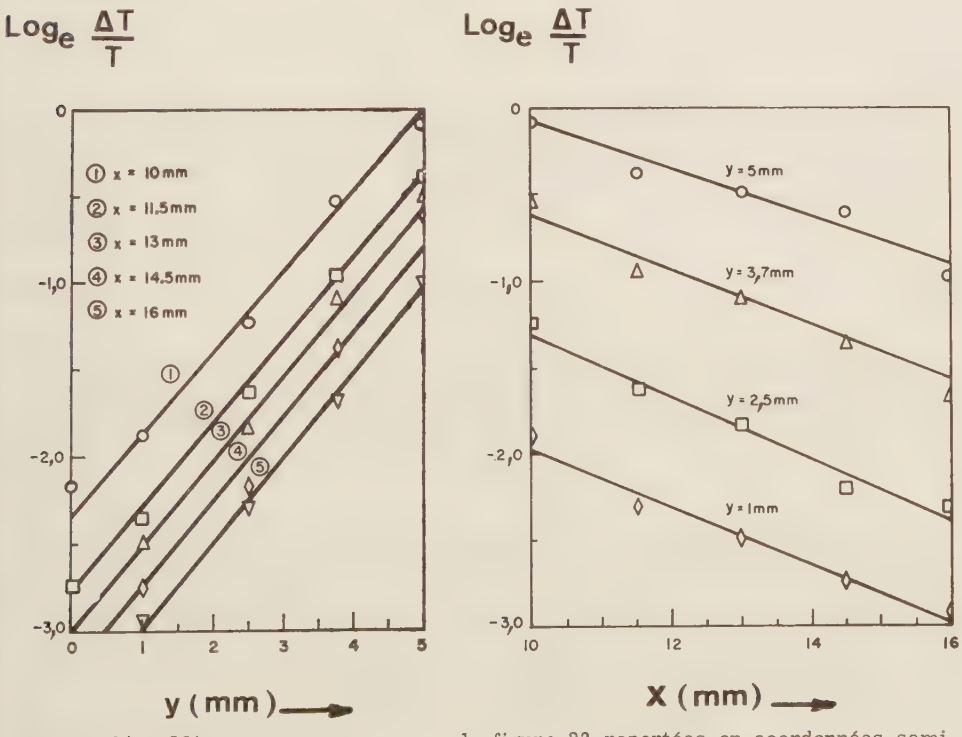

Figure 24 - Mêmes mesures que sur la figure 23 reportées en coordonnées semi-logarithmiques.

Contrairement à ce qui se passait dans le cas du tube rond nous n'avons pas pu ici relier facilement l'impédance de l'obstacle que constitue le plasma dans le guide à sa constante diélectrique. Nous n'avons donc pas le moyen de mesurer la densité et la fréquence de collision électroniques. Nous ne pouvons donc, ni faire des mesures absolues de K qui nécessitent la connaissance de n, ni obtenir des valeurs relatives au cours de la post-luminescence qui nécessitent une connaissance de ν/n permettant de remonter à la variation de température. En revanche, nous avons la possibilité de vérifier l'homogénéité du plasma en présence du champ magnétique ce qui nous a permis, comme nous l'avons vu, de trouver les conditions permettant d'obtenir, pour toutes les valeurs du champ, un plasma homogène et uniformément réparti dans le tube. Il nous est donc maintenant possible de faire les mesures de ρ_x et ρ_y à un instant donné de la post-luminescence en faisant varier le champ magnétique, ce que nous ne pouvions pas faire avec le tube de section circulaire. Ne pouvant obtenir des valeurs absolues de K à partir de ρ nous pouvons néanmoins obtenir des valeurs relatives rapportées à la conductivité scalaire K_o en l'absence de champ magnétique. Le passage de ρ à K nécessite la connaissance de ρ, le temps de relaxation de l'énergie, on le mesure comme dans les cas précédents par la méthode utilisant l'extinction de la post-luminescence.

Nous avons la relation :

$$\rho^2 = D\tau = \frac{K}{3/2\ nk}\tau \qquad (3\text{-}5\text{-}63)$$

donc

$$\frac{K}{K_o} = \left(\frac{\rho}{\rho_o}\right)^2 \cdot \frac{n}{n_o} \cdot \frac{\tau_o}{\tau} \qquad (5\text{-}3\text{-}1)$$

Nous n'avons pas de mesure absolue de n, mais nous savons que :

$$\tau = 1/G\nu \qquad (3\text{-}5\text{-}5)$$

Avec

$$\nu = E\,n\,T^{-3/2} \qquad (5\text{-}2\text{-}2)$$

Donc :

$$\tau = \frac{1}{G \cdot E}\frac{1}{n}T^{3/2} \qquad (5\text{-}3\text{-}2)$$

On peut donc remplacer le rapport $\frac{n}{n_o}$ par le rapport τ_o/τ. Ceci présente en outre l'avantage d'introduire une correction partielle de température :

$$\frac{\tau_o}{\tau} = \frac{n}{n_o}\left(\frac{T_o}{T}\right)^{3/2} \qquad (5\text{-}3\text{-}3)$$

A priori, nous considérons qu'à un instant donné de la post-luminescence la température électronique est indépendante du champ magnétique donc $\frac{T_o}{T} = 1$. Si cependant il y avait une légère variation de T, la correction à apporter serait $(T_o/T)^{5/2}$ et, par conséquent, l'introduction de $\frac{\tau_o}{\tau}$ à la place de $\frac{n}{n_o}$ corrige partiellement un effet éventuel de la température.

Nous avons vu (sect. 3-5-7) que :

$$\rho_x^2 = D_{xx}\left[1 + \left(\frac{D_{xy}}{D_{xx}}\right)^2\right]\tau = D_a\tau \qquad (3\text{-}5\text{-}76)$$

$$\rho_y/\rho_x = D_{xx}/D_{xy} \qquad (3\text{-}5\text{-}77)$$

On a donc :

$$D_a\tau = \rho_x^2 \qquad (5\text{-}3\text{-}4)$$

$$D_{xx}\,\tau = \rho_x^2 / \left(1 + \left(\frac{\rho_x}{\rho_x}\right)^2\right) \qquad (5\text{-}3\text{-}5)$$

et, en l'absence de champ : $D_o\tau_o = \rho_{xo}^2$

On a donc finalement les grandeurs cherchées en fonction des grandeurs mesurées (ρ et τ) :

$$K_a/K_o = (\rho_x/\rho_{xo})\ (\tau_o/\tau)^2 \qquad (5\text{-}3\text{-}6)$$

$$K_{xx}/K_o = (\rho_x/\rho_o)^2 \frac{1}{1 + (\rho_x/\rho_y)^2}\left(\frac{\tau_o}{\tau}\right)^2 \qquad (5\text{-}3\text{-}7)$$

$$K_{xy}/K_{xx} = \rho_x/\rho_y \qquad (5\text{-}3\text{-}8)$$

La méthode de mesures apparait donc clairement :

A un instant donné de la post-luminescence et pour une valeur de champ on mesure $\theta(x)$ pour une valeur de y d'où l'on déduit ρ_x, puis, à x constant on mesure $\theta(y)$ d'où ρ_y. On mesure en outre τ. On reprend ensuite la mesure pour diverses valeurs du champ y compris le champ nul. On peut ainsi déterminer K_a/K_o, K_{xx}/K_o, K_{xy}/K_{xx} en fonction de ω_B/ν. La fréquence de collision ν est déterminée d'après τ par :

$$\nu = 1/G_2\tau$$

avec :

$$G_2 = 2{,}75\ 10^{-5}$$

Cette façon de faire a été justifiée par les mesures préliminaires (sect. 5-3-1) qui ont montré que les ions à considérer étaient des ions moléculaires et que les valeurs de ν trouvées par cette méthode étaient très voisines de celles trouvées par la méthode hyperfréquence.

5.3.2 - **Résultats.**

On trouvera aux tableaux 8 et 9 les données correspondant à deux séries de mesures indépendantes.

Sur la figure 25, nous avons reporté les résultats sous la forme K_{xx}/K_o et K_a/K_o en fonction de ω_B/ν. Ces mêmes résultats sont comparés aux données de la théorie de LANDSHOFF sur la figure 26. La figure 27 enfin permet de comparer les valeurs obtenues pour K_{xy}/K_{xx} avec celles prévues pour la théorie.

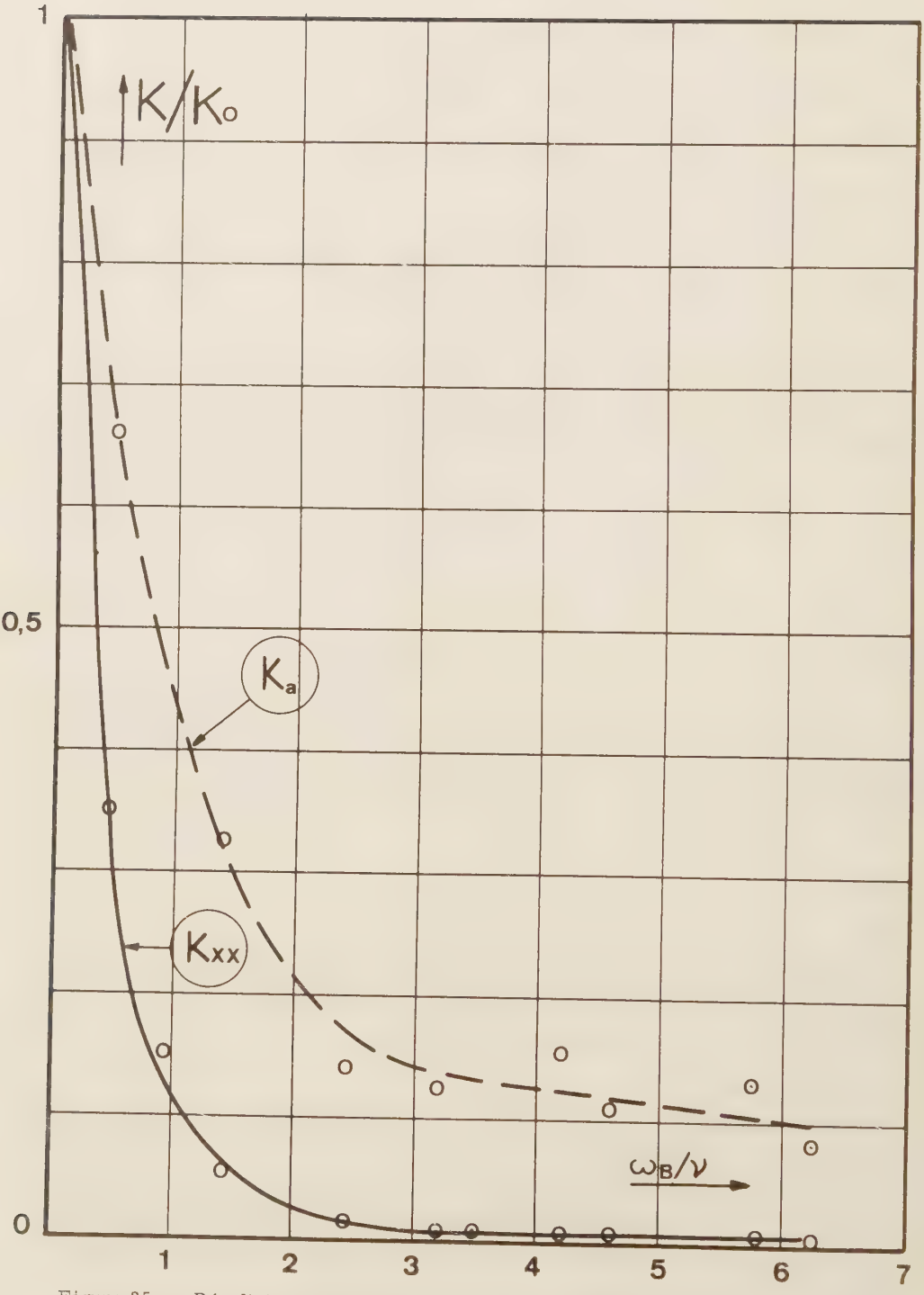

Figure 25a - Résultats des mesures de K_{xx} et K_a en fonction du champ magnétique.

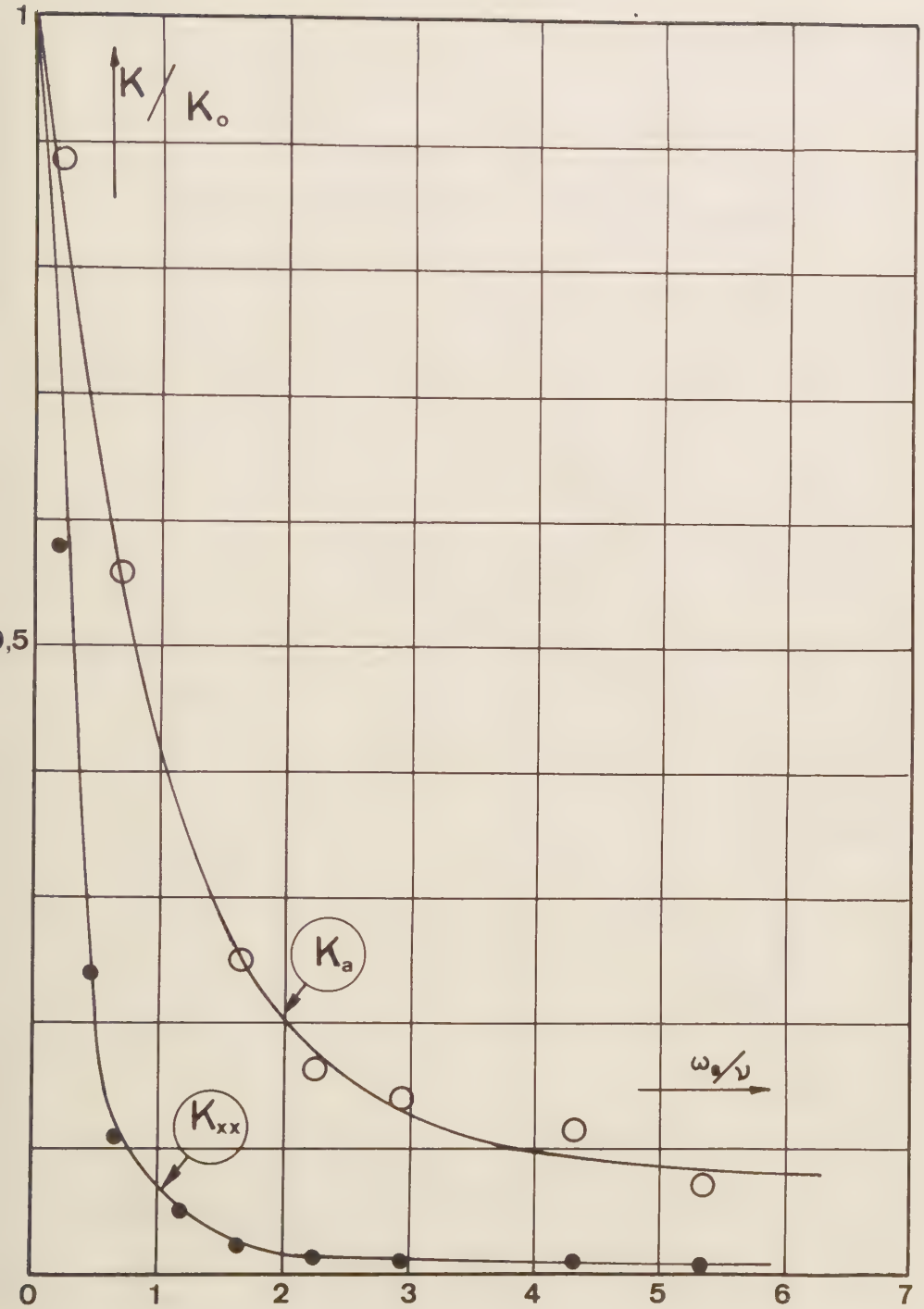

Figure 25b - Résultats des mesures de K_{xx} et K_a en fonction du champ magnétique.

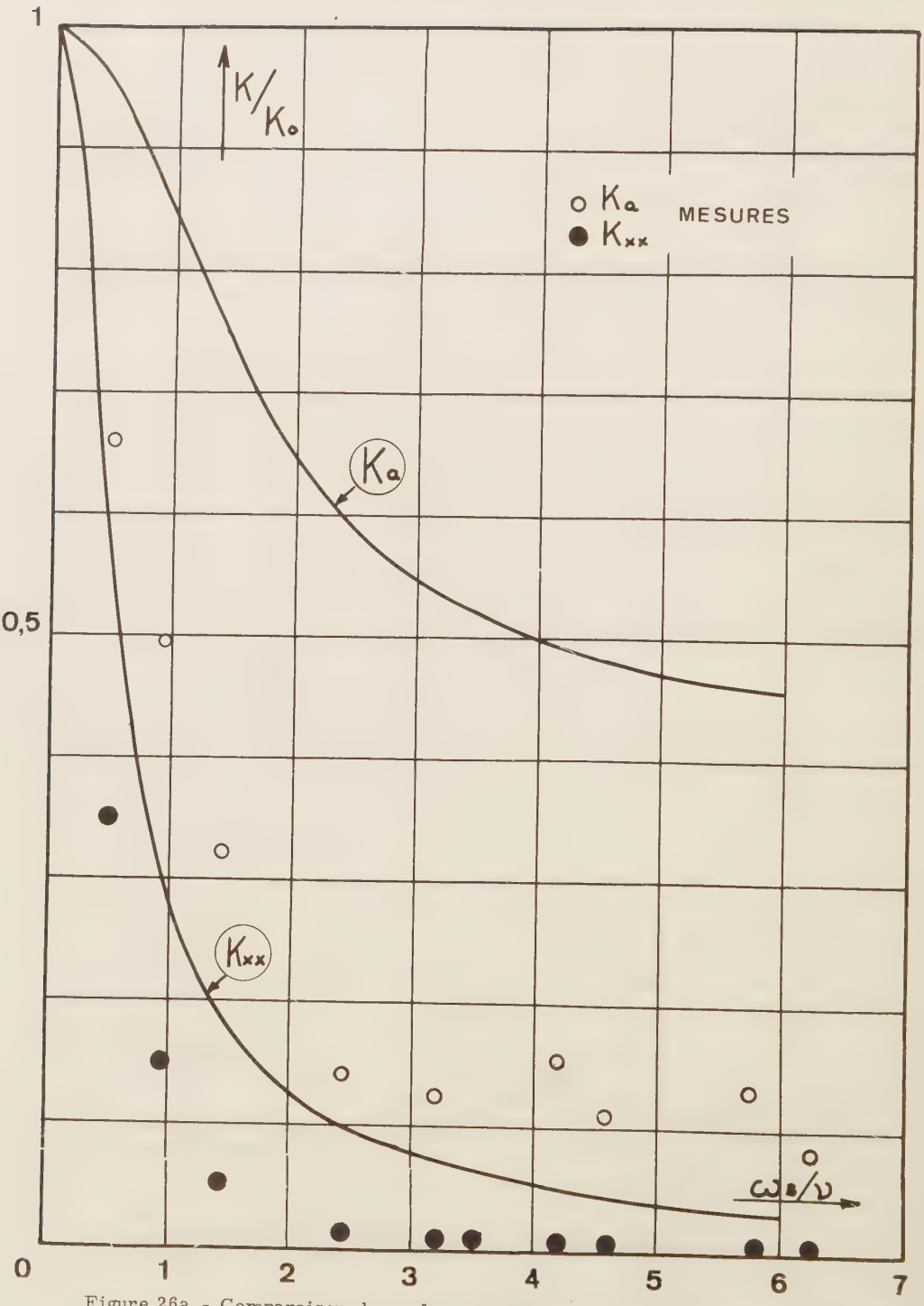

Figure 26a - Comparaison des valeurs mesurées aux prévisions théoriques.

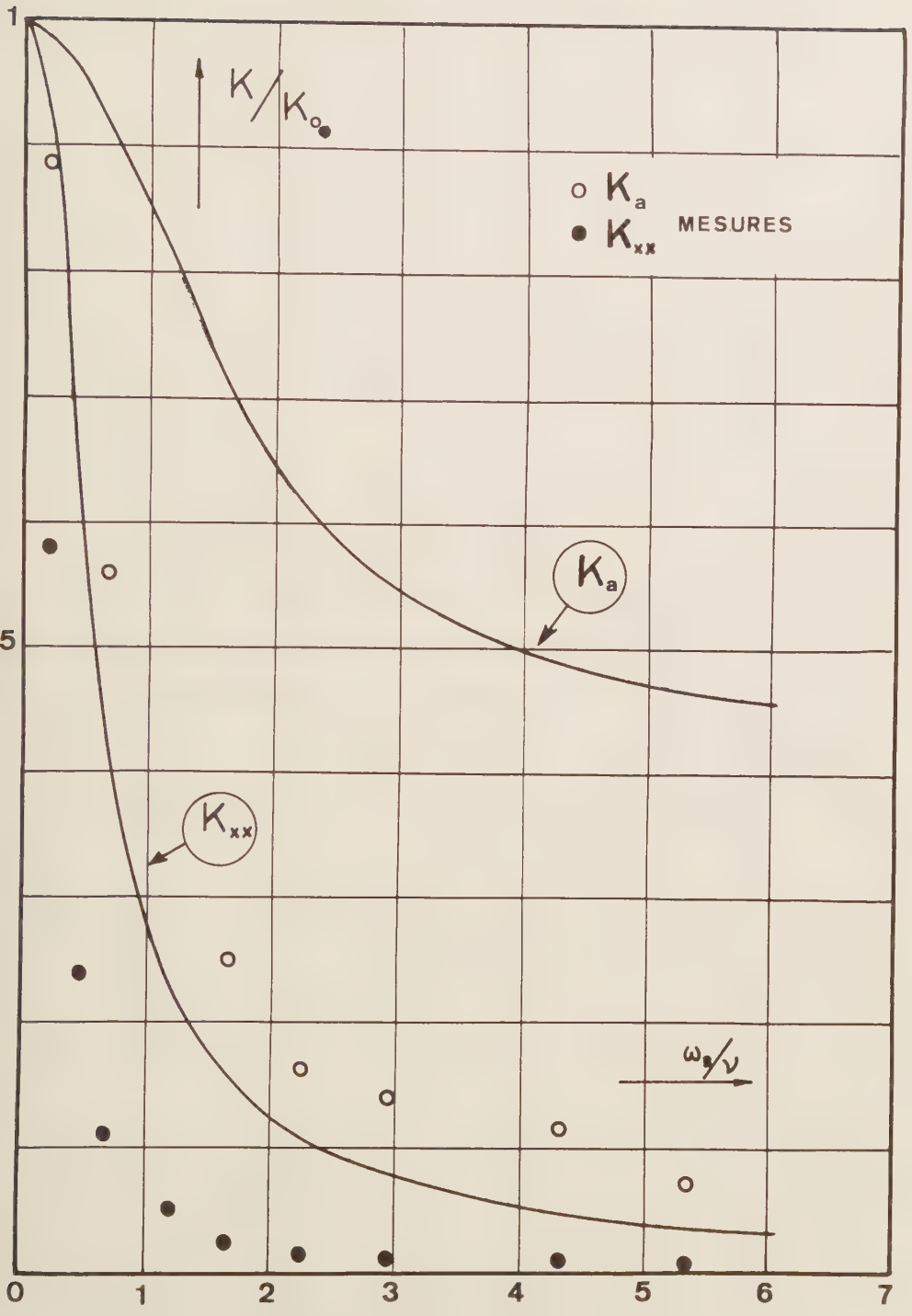

Figure 26b - Comparaison des valeurs mesurées aux prévisions théoriques.

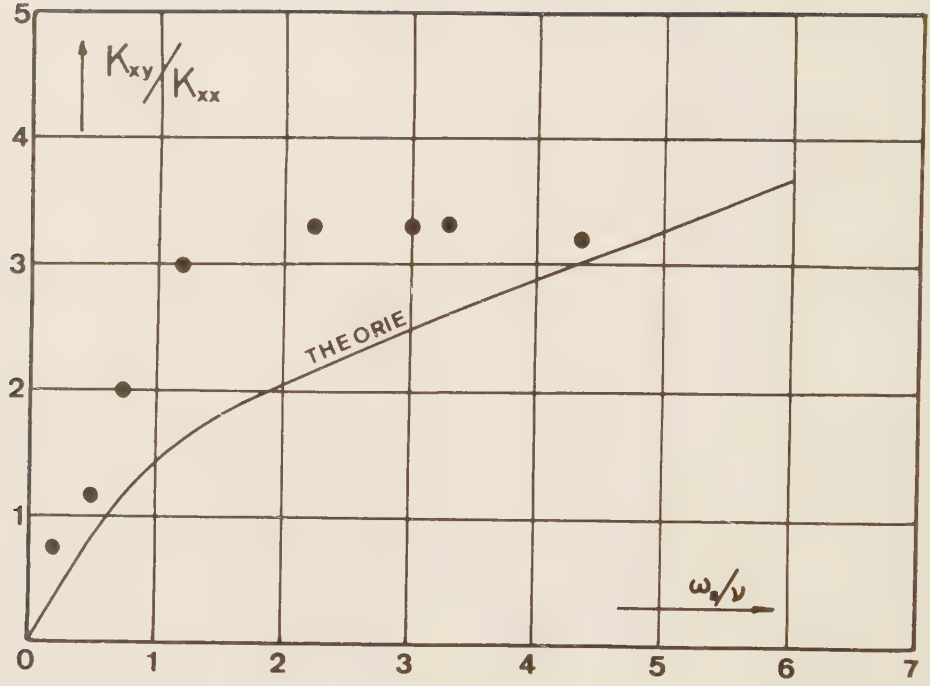

Figure 27a - Evolution du rapport K_{xy}/K_{xx} en fonction du champ magnétique.

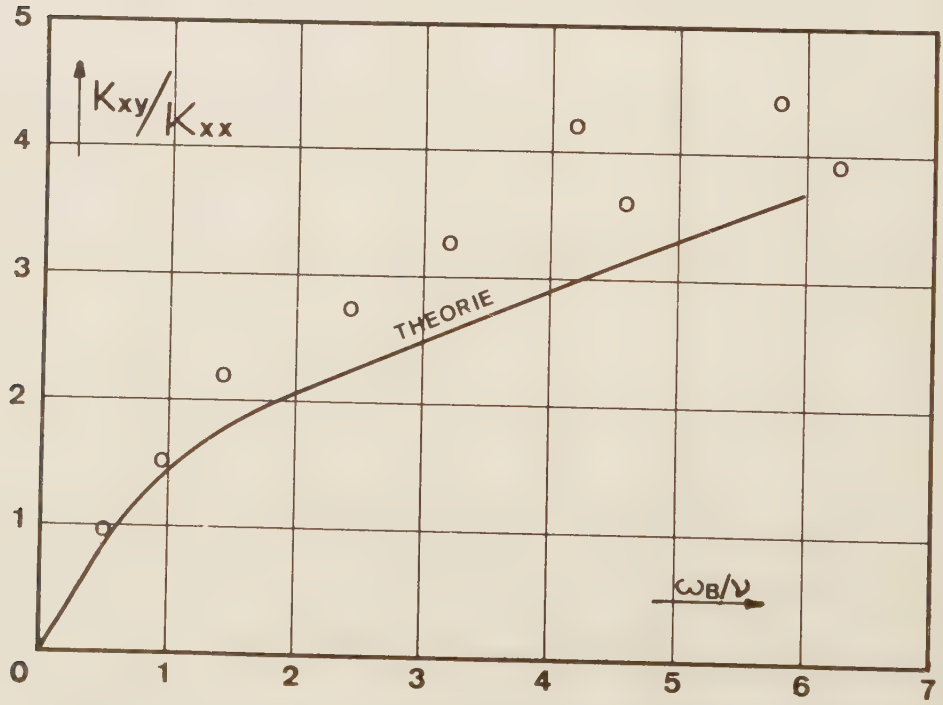

Figure 27b - Evolution du rapport K_{xy}/K_{xx} en fonction du champ magnétique.

Tableau 8

Résultats de mesures sur le tube de section rectangulaire
Néon : 2,5 Torr - t = 150 μs

B (Gauss)	ρ_x (mm)	ρ_y (mm)	τ (μs)	$(\rho_x/\rho_o)^2$	$(\tau_o/\tau)^2$	K_a/K_o	ρ_x/ρ_y	K_{xx}/K_o	ν (10^{10} s^{-1})	ω_B/ν
0	8,5		5,2	1	1	1	0	1	0,70	0
160	8,5	8,9	6,4	1	0,66	0,66	0,96	0,35	0,57	0,49
260	8,65	5,70	7,5	1,03	0,48	0,495	1,50	0,15	0,48	0,95
360	7,75	3,55	8,3	0,83	0,39	0,325	2,18	0,056	0,44	1,43
460	6,75	2,45	11	0,63	0,22	0,14	2,73	0,0145	0,33	2,45
560	6,75	2,05	11,6	0,63	0,20	0,125	3,27	0,010	0,31	3,20
760	7,5	1,78	11,5	0,78	0,20	0,155	4,20	0,0085	0,32	4,20
860	5,95	1,65	11	0,50	0,225	0,11	3,60	0,0080	0,33	4,60
960	7,25	1,65	12,4	0,73	0,176	0,13	4,40	0,0064	0,29	5,80
1060	5,95	1,52	12	0,50	0,19	0,08	3,90	0,0057	0,30	6,25

Tableau 9

Résultats de mesures sur le tube de section rectangulaire
Néon : 2,5 Torr - t = 200 μs

B (Gauss)	ρ_x (mm)	ρ_y (mm)	τ (μs)	$(\rho_x/\rho_o)^2$	$(\tau_o/\tau)^2$	K_a/K_o	ρ_x/ρ_y	K_{xx}/K_o	ν (10^{10} s^{-1})	ω_B/ν
0	7,0		3,8	1	1	1	0	1	0,96	0
100	6,9	9,3	4	0,98	0,90	0,88	0,74	0,57	0,91	0,19
200	6,4	5,45	4,8	0,84	0,63	0,53	1,17	0,24	0,76	0,47
300	6,5	3,2	4,7	0,86	0,65	0,56	2,03	0,11	0,77	0,68
400	6,8	2,3	6,1	0,95	0,38	0,36	3	0,04	0,59	1,18
500	6,2	2,0	6,9	0,79	0,31	0,24	3,1	0,023	0,53	1,66
600	6,0	1,8	7,4	0,74	0,235	0,17	3,3	0,014	0,46	2,26
700	6,0	1,8	8,7	0,74	0,19	0,14	3,3	0,011	0,42	2,93
800	5,4	1,65	8,6	0,60	0,195	0,12	3,3	0,0095	0,42	3,32
900	4,8	1,5	10	0,47	0,145	0,068	3,2	0,0064	0,36	4,35

On remarque tout de suite, comme pour les mesures faites sur le tube de section circulaire, que les valeurs mesurées pour K_a sont très loins des valeurs théoriques. En fait, elles sont proches des valeurs prévues pour K_{xx} ce qui était également le cas dans la géométrie circulaire. Notons à ce propos que la coïncidence des résultats ainsi obtenus pour K_a, dans les deux géométries et avec des méthodes d'analyse très différentes, est un fort argument en faveur de la cohérence et de la validité de nos mesures.

Les valeurs de K_{xx} obtenues sont, elles aussi, nettement inférieures aux valeurs prévues. Bien que cela soit moins apparent sur le graphique le rapport de la valeur théorique à la valeur expérimentale est ici aussi de l'ordre de 5 pour les valeurs élevées de ω_B/ν.

Les mesures de K_{xy}/K_{xx} sont par contre en assez bon accord avec la théorie ce qui est surprenant alors que les autres éléments sont en désaccord.

Il convient maintenant d'examiner l'influence de l'hypothèse du flux transversal nul.

Reprenons l'équation de la chaleur :

$$D_{xx}\left[\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right]-\frac{\theta}{\tau}=0 \qquad (3\text{-}5\text{-}65)$$

Nous avons fait l'hypothèse :

$$\omega_y = -K_{xy}\frac{\partial\theta}{\partial x}-K_{xx}\frac{\partial\theta}{\partial y}=0$$

L'hypothèse contraire serait $\partial\theta/\partial y = 0$ d'où :

$$\omega_y = -K_{xy}\frac{\partial\theta}{\partial x}$$

Nous savons maintenant que cette dernière hypothèse est exclue puisqu'il existe un fort gradient suivant y impliquant que :

$$|\omega_y| < \left|K_{xy}\frac{\partial\theta}{\partial x}\right|$$

Par contre, il n'est pas certain que ω_y soit exactement nul. Nous allons donc chercher à voir quel serait l'effet d'un léger flux de chaleur sur nos mesures. Posons :

$$\omega_y = -\alpha K_{xy}\frac{\partial\theta}{\partial x} = -K_{xy}\frac{\partial\theta}{\partial x}-K_{xx}\frac{\partial\theta}{\partial y} \qquad (5\text{-}3\text{-}9)$$

Comme à la sect. 3-5-7 nous en déduisons une relation entre $\frac{\partial\theta}{\partial x}$ et $\frac{\partial\theta}{\partial y}$:

$$\frac{\partial\theta}{\partial y} = -(1-\alpha)\frac{K_{xy}}{K_{xx}}\frac{\partial\theta}{\partial x} \qquad (5\text{-}3\text{-}10)$$

En introduisant cette relation dans 3-5-65, on trouve finalement deux équations :

$$D_{xx}\left[1 + (1 - \alpha)^2 \left(\frac{K_{xy}}{K_{xx}}\right)^2\right] \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} - \frac{\theta}{\tau} = 0 \qquad (5\text{-}3\text{-}11)$$

$$D_{xx}\left[1 + \frac{1}{(1 - \alpha)^2} \left(\frac{K_{xx}}{K_{xy}}\right)^2\right] \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} - \frac{\theta}{\tau} = 0 \qquad (5\text{-}3\text{-}12)$$

d'où l'on déduit comme précédemment :

$$\rho_x^2 = D_{xx}\left[1 + (1 - \alpha)^2 \left(\frac{K_{xy}}{K_{xx}}\right)^2\right] \tau = D_a' \tau \qquad (5\text{-}3\text{-}13)$$

$$\rho_x/\rho_y = (1 - \alpha)\frac{K_{xy}}{K_{xx}} \qquad (5\text{-}3\text{-}14)$$

On a donc :

$$D_{xx} = \rho_x^2 \frac{1}{1 + (\rho_x/\rho_y)^2} \frac{1}{\tau} \qquad (5\text{-}3\text{-}15)$$

$$D_a' = \rho_x^2/\tau \qquad (5\text{-}3\text{-}16)$$

On constate donc que :

a) L'expression de D_{xx} en fonction des grandeurs mesurées est la même que si l'on fait l'hypothèse que le flux est nul ($\alpha = 0$). Les déterminations de K_{xx} sont donc valables en tout état de cause.

b) Si α est différent de zéro ρ_x/ρ_y est inférieur à K_{xx}/K_{xy} or nous trouvons des valeurs supérieures à la valeur théorique (quoique proches de celle-ci). Par conséquent, cette légère différence n'est pas le résultat d'un isolement imparfait.

En définitive, on ne peut pas expliquer l'écart entre nos résultats et la théorie en incriminant l'hypothèse du flux nul. De toute façon, dans les limites de notre analyse les déterminations de K_{xx} sont indépendantes de cette hypothèse. Le seul effet d'un flux transverse non nul est de fausser la mesure de K_{xy} et de rapprocher K_a de K_{xx} (si $\alpha = 1$ $K_a = K_{xx}$).

6 - CONCLUSION

Les expériences que nous avons exposées ici ont été faites dans deux géométries très différentes. Dans l'une des séries nous avons, à champ magnétique constant, fait varier l'instant de la post-luminescence où se faisait la mesure pour modifier la valeur du paramètre ω_B/ν. Dans l'autre série nous avons fait les mesures à un instant donné en faisant varier le champ magnétique et donc ω_B. Les résultats de deux séries se raccordent remarquablement bien malgré les traitements très différents appliqués aux résultats bruts et malgré que la source des informations soit également différente dans les deux cas : la deuxième série repose exclusivement sur l'analyse de la lumière émise alors que la première y adjoint l'emploi des ondes centimétriques. Nous avons vu en outre que l'hypothèse du flux transversal nul est assez bien vérifiée et que de toute façon elle n'intervient pas dans la détermination de K_{xx}.

Il nous semble donc légitime d'accorder un certain crédit à ces mesures, ce qui nous oblige alors à constater une différence notable entre leurs résultats et les prévisions théoriques.

D'autre part, il ne nous paraît pas possible de mettre en doute l'hypothèse des courants ambipolaires sur laquelle repose une grande partie de notre analyse. Jusqu'à présent les prévisions fondées sur ce genre de raisonnements ont en effet connu un succès constant et nous n'avons pas pu trouver d'arguments assez sérieux pour nous inciter à réviser cette partie de notre étude.

En outre, la théorie du transport que nous avons prise comme référence est très caractéristique des théories actuellement disponibles. De nombreux auteurs ont d'ailleurs vérifié que les diverses méthodes de calcul utilisées se recoupent bien. Le désaccord entre la théorie et nos résultats n'est donc pas explicable actuellement. Son origine pourrait être recherchée, à notre avis, soit dans le développement de la théorie soit dans une erreur fondamentale de notre interprétation des mesures.

Nous pensons donc, en définitive, que le désaccord relevé entre théorie et mesures n'est pas le résultat de mesures erronées mais sans doute d'une compréhension insuffisante des phénomènes en jeu qui provoque des erreurs, soit dans l'établissement des résultats théoriques, soit dans l'application de ces résultats au cas particulier dont nous avons eu à connaître.

7 - BIBLIOGRAPHIE

[1] L. SPITZER Jr., R. HARM - Phys. Rev. *89* 977 (1953).
L. SPITZER Jr., R. HARM, P. Mc R. ROUTLY - Phys. Rev. *80* 230 (1950).

[2] J.M. ANDERSON, L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. *100* 1037 (1955).
A.A. DOUGAL, L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. *109* 615 (1958).

[3] L. GOLDSTEIN, T. SEKIGUCHI - Phys. Rev. *109* 625 (1958).

[4] T. SEKIGUCHI, R. HERNDON - Phys. Rev. *112* 1 (1958).

[5] L. SPITZER Jr. - "Physics of Fully Ionized Gases" Interscience (New-York 1962) p. 139.

[6] A. V. PHELPS, O. T. FUNDINGSLAND, S.C. BROWN - Phys. Rev. *84* 559 (1951).
C. L. CHEN - Phys. Rev. *135* A 627 (1964).

[7] J. L. PACK - A. V. PHELPS - Phys. Rev. *121* 798 (1961).

[8] L. GOLDSTEIN, J.M. ANDERSON, G.L. CLARK - Phys. Rev. *90* 486 (1953).

[9] D.R. BATES - Phys. Rev. (Letter) - *78* 492 (1950).

[10] C.L. CHEN, C.C. LEIBY, L. GOLDSTEIN - Phys. Rev. *121* 1391 (1961).

[11] S.R. DE GROOT - Thermodynamics of Irreversible Processes. (North Holland, Amsterdam, 1951).

[12] P. MAZUR, I. PRIGOGINE - J. Phys. et Rad. *12* 616 (1951).

[13] H.B. CALLEN - Phys. Rev. *73* 1349 (1948).
H.B. CALLEN - Phys. Rev. *82* 442 (1951).

[14] R. LANDSHOFF - Phys. Rev. *76* 904 (1949).
R. LANDSHOFF - Phys. Rev. *82* 442 (1951).

[15] L. SPITZER Jr. - Loc. Cit. p. 127.

[16] L. SPITZER Jr. - Monthly Notices Roy. Astron. Soc. (London). *120* 231 (1960).
L. SPITZER Jr. - Loc. Cit. p. 135.

[17] W. P. ALLIS - in HANDBUCH DER PHYSIK (Springer Verlag 1956) - vol. XXI.

[18] I. P. SCHKAROFSKY - Can. J. of Phys. *39* 1619 (1961).

[19] Waveguide Handbook - M.I.T. Radiation Laboratories Series. (Mc Graw Hill, New-York 1957).

[20] E.L. GINZTON - Microwave Measurements. (Mc Graw Hill, New-York 1957).

[21] M.A. BIONDI - in Atomic Collision Processes, M.R.C. Mc Dowell Ed. (North Holland 1964) p. 491.

[22] A.V. PHELPS, S.C. BROWN - Phys. Rev. *86* 102 (1952).

[23] H.J. OSKAM - Philips Research Reports *13* 401 (1958).

[24] W.B. KUNKEL - Phys. Rev. *84* 218 (1951).

[25] R.A. JOHNSON, B.T. Mc CLURE, R.B. HOLT - Phys. Rev. *80* 376 (1950).

[26] M.A. BIONDI, S.C. BROWN - Phys. Rev. *76* 1697 (1949).
M.A. BIONDI - Phys. Rev. *129* 1181 (1963).

[27] M.A. BIONDI - Phys. Rev. *88* 660 (1953).

[28] E.E. FERGUSON, F.C. FEHSENFELD, A.L. SCHMELTEKOPF. - Phys. Rev. *138* A 381 (1965).

[29] D.R. BATES, A.E. KINGSTON, R.W.P. Mc WHIRTER - Proc. Roy. Soc. (London) *279* 10 (1964).

APPENDICE A

IDENTIFICATION DES FRÉQUENCES DE COLLISION

Considérons tout d'abord la méthode habituellement employée [17] pour calculer la conductivité électrique en haute fréquence et en présence d'un champ magnétique, compte non tenu des collisions électron-électron.

Partant de l'équation de Boltzmann dans laquelle on pose :

$$f = f_o^\circ + (\vec{f_1^\circ} + \vec{f_1^1}\, e^{i\omega t}) \cdot \frac{\vec{v}}{v} \tag{A-1}$$

et

$$\frac{\partial \vec{f}}{\partial t} = - \nu_{ei}\, \vec{f_1} \tag{A-2}$$

où f_o° est en général une distribution maxwellienne.

On obtient l'équation :

$$i\omega \vec{f_1^1} + \frac{e\,E}{m} \frac{\partial \vec{f_o^\circ}}{\partial v} + \vec{\omega}_B \times [\vec{f_o^1} + \vec{f_1^1}] = - \nu_{ei}\, \vec{f_1} \tag{A-3}$$

En identifiant (A-2) à l'intégrale de collision telle qu'elle apparaît en (3-4-3) on obtient l'expression classique : (SPITZER)

$$\nu_{ei} = \frac{1}{v^3}\, n_i\, 4\pi \left(\frac{Z\,e^2}{m}\right)^2 \mathrm{Log}_e\, \Lambda \tag{A-4}$$

On peut alors résoudre l'équation et calculer le tenseur de conductivité :

$$\vec{\vec{\sigma}} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{vmatrix} \tag{A-5}$$

On trouve :

$$\sigma_{zz} = \frac{n\,e^2}{m} \left\langle \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \frac{v^3/3}{\nu_{ei} + i\omega} \right\rangle \tag{A-6}$$

$$\sigma_{xx} = \frac{n\,e^2}{m} \left\langle \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left[\frac{v^3}{6} \left(\frac{1}{\nu_{ei} + i(\omega + \omega_B)} + \frac{1}{\nu_{ei} + i(\omega - \omega_B)} \right) \right] \right\rangle \tag{A-7}$$

$$\sigma_{xy} = - i \frac{n\,e^2}{m} \left\langle \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left[\frac{v^3}{6} \left(\frac{1}{\nu_{ei} + i(\omega + \omega_B)} - \frac{1}{\nu_{ei} + i(\omega - \omega_B)} \right) \right] \right\rangle \tag{A-8}$$

où $$\langle F(v) \rangle = \frac{4\pi}{n} \int_o^\infty f_o^\circ \, F(v) \, v^2 \, dv$$

Considérons pour simplifier le terme σ_{zz} :

Si ν est indépendant de la vitesse la moyenne figurant en (A-6) donne :

$$\sigma_{zz} = \frac{n e^2}{m(\nu + i\omega)} \tag{A-9}$$

Si, comme pour ν_{ei}, la fréquence de collision dépend de v on peut écrire, en introduisant une fréquence de collision moyenne $\langle \nu_{ei} \rangle$:

$$\sigma_{zz} = \frac{n e^2}{m(\langle \nu_{ei} \rangle + i\omega)} = \frac{n e^2}{m} \left\langle \frac{1}{v^2} \frac{1}{dv} \frac{v^3/3}{\nu_{ei} + i\omega} \right\rangle \tag{A-10}$$

En identifiant les deux expressions ci-dessus on obtient, *dans le cas où* $\omega \gg \nu$:

$$\langle \nu_{ei} \rangle = \left\langle \frac{1}{3v^2} \frac{d}{dv} (v^3 \, \nu_{ei}(v)) \right\rangle \tag{A-11}$$

et, compte tenu de la forme de $\nu_{ei}(v)$ (A-4)

$$\langle \nu_{ei} \rangle = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \, n \left(\frac{Z e^2}{m}\right)^2 \left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2} \mathrm{Log}_e \, \Lambda \tag{A-12}$$

C'est cette expression qui figure dans le calcul des coefficients de transfert développé dans les sections (3-4-1) et suivantes.

On voit donc qu'aux fréquences élevées la conductivité électrique s'exprime en fonction de $\langle \nu_{ei} \rangle$ de la même manière qu'en fonction de ν lorsqu'on suppose la fréquence de collision indépendante de la vitesse (cas de l'équation de Langevin).

La constante diélectrique et la conductivité (complexes) sont reliées par la formule :

$$\varepsilon = 1 + \frac{\sigma}{i\omega}$$

et, par conséquent, la remarque précédente s'applique aussi à l'expression simplifiée de la constante diélectrique (4-2-1) dans laquelle il est donc justifié de remplacer ν par $\langle \nu_{ei} \rangle$ lorsque $\omega \gg \nu$ (ce qui est le cas dans nos expériences).

Ce résultat peut être facilement étendu aux autres composantes de $\vec{\vec{\sigma}}$ et par conséquent à l'ensemble du tenseur de constante diélectrique.

SCHKAROFSKY [18] a montré que ceci reste valable même lorsque l'on tient compte des collisions électron-électron. On peut d'ailleurs le vérifier à l'aide des résultats numériques obtenus à la section (3-4-2). En effet, on voit d'après les expressions (A-7) et (A-8) que la conductivité à champ magnétique nul et haute fréquence et celle à fréquence nulle et champ magnétique élevé s'expriment de façon identique ω étant remplacé par ω_B.

Or, on constate qu'aux valeurs élevées de ω_B/ν l'expression Δ_{01}/Δ (voir (3-4-51), (3-4-35) et tableau 1) tend vers $[1 + i\omega_B/\langle \nu_{ei} \rangle]^{-1}$ et par conséquent pour $\omega/\nu \gg 1$ et $\omega_B = 0$:

$$\sigma \sim \frac{n e^2}{m} \, 1/(<\nu_{ei}> + i\omega)$$

Par exemple, pour $\omega/<\nu_{ei}> = 6$, Re $[\Delta_{00}/\Delta] = 0,022$ et $[1 + (\omega/\nu)^2]^{-1} = 0,027$ alors que pour $\omega/<\nu_{ei}> = 0$, on obtient $\sigma \sim 2\ ne^2/m<\nu_{ei}>$ et non l'expression habituelle $\sigma = n e^2/m\nu$.

APPENDICE B

IMPEDANCE D'UN BARREAU DIÉLECTRIQUE DANS UN GUIDE

Nous avons (4-2-15) :

$$\frac{Z_e}{Z_o} \simeq - i \frac{a}{2\lambda_G} \left(\operatorname{cosec}^2 \frac{\pi x}{a}\right) \left[\frac{2}{(\varepsilon - 1)\alpha^2} - S_o - \frac{1}{4} \frac{\varepsilon - 3}{\varepsilon - 1} \right] \qquad (B\text{-}1)$$

avec

$$\alpha = \pi d/\lambda \qquad (B\text{-}2)$$

$$S_o = \operatorname{Log}_e \frac{4a}{\pi d} - 2 \sin^2 \frac{\pi x}{a} + 2 \sum_{n=2}^{\infty} \left[\left(n^2 - \left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2 \right)^{-1/2} - \frac{1}{n} \right] \qquad (B\text{-}3)$$

Dans la géométrie utilisée le tube occupe le centre du guide et par conséquent :

$$x = a/2 \qquad (B\text{-}4)$$

On a :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\xi(1 - i\eta)}{\sigma^2 - (1 - i\eta)^2} \qquad (B\text{-}5)$$

avec

$$\xi = \omega_p^2/\omega = 4\pi n e^2/m\omega^2 \qquad (B\text{-}6)$$

$$\eta = \nu/\omega$$

$$\sigma = \omega_B/\nu = eH/mc\nu \qquad (B\text{-}8)$$

(B-1) peut s'écrire :

$$\frac{Z_e}{Z_o} = r + jx = - i \frac{a}{2\lambda_G} \left[\left(\frac{2}{\alpha^2} + 0,5\right) \frac{1}{\varepsilon - 1} - (S_o + 0,25) \right] \qquad (B\text{-}9)$$

Or

$$\frac{1}{\varepsilon - 1} = \frac{\sigma^2 - (1 - i\eta)^2}{\xi(1 - i\eta)}$$

$$= \frac{\sigma^2 - (1 + \eta^2)}{\xi(1 + \eta^2)} + i\eta \frac{\sigma^2 + (1 + \eta^2)}{\xi(1 + \eta^2)} \qquad (B\text{-}10)$$

En reportant, dans (B-9) on trouve :

$$r = \eta \frac{\sigma^2 + (1 + \eta^2)}{\xi(1 + \eta^2)} \frac{a}{2\lambda_G} \left(\frac{2}{\alpha^2} + 0,5\right) \qquad (B\text{-}11)$$

$$x = \frac{(1 + \eta^2) - \sigma^2}{\xi(1 + \eta^2)} \frac{a}{2\lambda_G} \left(\frac{2}{\alpha^2} + 0,5\right) + \frac{a}{2\lambda_G} (S_o + 0,25) \qquad (B\text{-}12)$$

Posons :

$$X = x - \frac{a}{2\lambda_G}(S_o + 0,25) \qquad \text{(B-13)}$$

On a alors :

$$r = \frac{a}{2\lambda_G}\left(\frac{2}{\alpha^2} + 0,5\right)\eta\,\frac{\sigma^2 + (1+\eta^2)}{\xi\,(1+\eta^2)} \qquad \text{(B-14)}$$

$$X = \frac{a}{2\lambda_G}\left(\frac{2}{\alpha^2} + 0,5\right)\frac{1 - \sigma^2/(1+\eta^2)}{\xi} \qquad \text{(B-15)}$$

d'où

$$r/X = \eta\,\frac{1 + \sigma^2/1 + \eta^2}{1 - \sigma^2/1 + \eta^2} \qquad \text{(B-16)}$$

Dans toutes nos expériences $\sigma^2 \ll 1$ car nous sommes loin de la résonance cyclotron et par conséquent :

$$\eta = \frac{r}{X}\left(1 - \frac{2\sigma}{1+\eta}\right) \qquad \text{(B-17)}$$

La correction sur η est en général assez faible (< 30 %) et par conséquent nous pouvons remplacer η par $\frac{r}{x}$ dans le terme correctif.

Nous avons finalement :

$$\xi = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{a}{2\lambda_G}\left(\frac{2}{\alpha^2} + 0,5\right)\frac{1}{X}\left(1 - \frac{\sigma^2}{1 + (r/X)^2}\right) \qquad \text{(B-11)}$$

$$\eta = \frac{\nu}{\omega} = \frac{r}{X}\left(1 - \frac{2\sigma^2}{1 + (r/X)^2}\right) \qquad \text{(B-12)}$$

Soit :

$$n = \frac{m\omega^2}{e^2}\frac{a}{2\lambda_G}\left(\frac{2}{\alpha^2} + 0,5\right)\frac{1}{X}\left[1 - \frac{\sigma^2}{1 + \left(\frac{r}{X}\right)^2}\right] \qquad \text{(B-13)}$$

$$\nu = \omega\,\frac{r}{X}\left[1 - \frac{2\sigma^2}{1 + (r/X)^2}\right] \qquad \text{(B-14)}$$

Les valeurs numériques correspondant à nos expériences sont les suivantes :

$f = 8,3$ GHz donc $\omega = 5,21\ 10^{10}\ s^{-1}$

$d = 0,56$ cm

$a = 3,48$ cm

La fréquence de coupure est :

$$f_c = 4,285 \text{ GHz}$$

et

$$\lambda_G = \lambda/(1 - \lambda/\lambda_c)^2 = 4,2 \text{ cm}$$

On a alors :

$$2a/\lambda = 1,92$$

$$2\lambda_G/a = 2,43$$

$$\alpha = \pi d/\lambda = 0,488$$

On trouve, en conservant les cinq premiers termes de la sommation :

$$S_o = 0,239$$

donc $$\frac{a}{2\lambda_G} \quad (S_o + 0,25) = 0,238$$

et $$X = x - 0,238$$

On a donc finalement dans les conditions expérimentales envisagées :

$$n = 3,06\ 10^{12} \frac{1}{x - 0,238} \left[1 - \frac{\sigma^2}{1 + (r/X)^2} \right] \text{ cm}^{-3} \qquad \text{(B-16)}$$

$$\nu = 5,21\ 10^{10} \frac{r}{x - 0,238} \left[1 - \frac{2\sigma^2}{1 + (r/X)^2} \right] \text{ s}^{-1} \qquad \text{(B-17)}$$

où r et x sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance du plasma.

APPENDICE C

MESURE DES IMPEDANCE

L'ensemble du plasma et de la décharge constitue dans le guide d'onde une impédance que l'on peut représenter par le schéma équivalent de la figure C-1 où Z_o est l'impédance caractéristique du guide. Si celui-ci est terminé par une charge parfaitement adaptée (réflexion nulle) cela revient à mettre en parallèle une impédance Z_o sur l'impédance Z à mesurer ce qui peut ne pas être favorable. Si au contraire on place derrière Z un court-circuit mobile, judicieusement positionné, l'impédance du reste de la ligne vue de Z peut être infinie. En déplaçant le court-circuit on peut faire apparaître en Z toute impédance purement réactive que l'on voudra et par conséquent compenser la partie réactive de toute impédance qui pourra s'y trouver (telle que celle du tube à décharge) de façon à obtenir en Z une impédance infinie ou à défaut une impédance réelle aussi élevée que le permettent les pertes du tube à décharge.

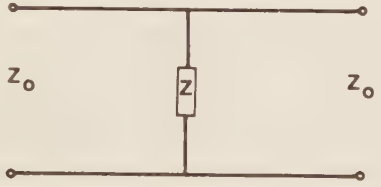

Figure C 1.

Les équations des lignes nous donnent la valeur de l'impédance en un point quelconque de la ligne en fonction du taux d'onde stationnaire R et de la distance entre un minimum du système d'ondes stationnaires et le plan de la charge (figure C-2) :

$$Z_L = Z_o \frac{1 - i R \operatorname{tg} \beta d'}{R - i \operatorname{tg} \beta d'} \qquad (C-1)$$

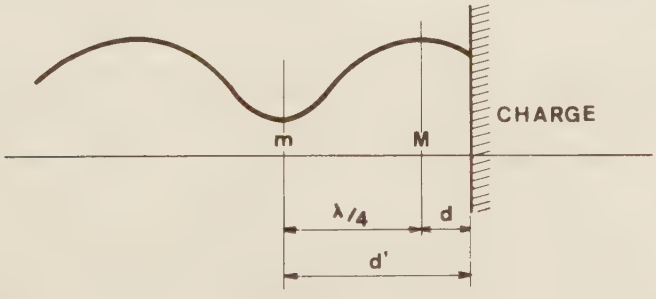

Figure C 2.

où $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_G}$ et λ_G est la longueur d'onde dans le guide.

Si à l'aide du court-circuit mobile on place au point étudié un maximum du système d'ondes stationnaires, on a :

$$d' = \lambda/4$$

$$\operatorname{tg} \beta d' = \infty$$

d'où : $$Z_L = Z_o R_o \qquad (C-2)$$

Si $R_o = \infty$ (absence de pertes) $Z_L = \infty$ et nous sommes dans le cas idéal où le reste de la ligne apparaît comme un circuit ouvert.

Si nous introduisons maintenant dans le plan de Z_L l'élément à mesurer, le système d'onde stationnaire se déplace d'une distance d et le T.O.S. devient R'.

L'impédance totale est alors :

$$Z = Z_o \frac{1 - i R \operatorname{tg} (\beta d + \pi/2)}{R - i \operatorname{tg} (\beta d + \pi/2)} \qquad (C-3)$$

puisque $$d' = d + \lambda/4$$

Le circuit équivalent du tube à décharge et du plasma est représenté sur la figure (C-3). Le tube de verre présente une résistance et une capacité parasites. En remplaçant le tube à décharge par un tube de verre identique et en introduisant dans le guide une sonde sur l'axe du tube, on déplace le court-circuit mobile jusqu'à obtenir sur la sonde un maximum du système d'ondes stationnaires. A ce moment la capacité parasite du tube est compensée et l'impédance du tube est réelle. On la détermine en mesurant le T.O.S., R :

$$\rho/Z_o = R_o \qquad (C-4)$$

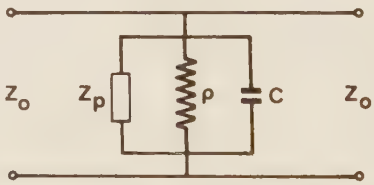

Figure C 3.

Si l'on introduit maintenant le plasma l'impédance calculée d'après (C-3) proviendra de la mise en parallèle de Z_p et de ρ, Z_p étant l'impédance du plasma seul.

On a d'après (C-3) :

$$\frac{Y}{Y_o} = \frac{Z_o}{Z} = \frac{1 - i R \operatorname{tg} \beta d}{R - i \operatorname{tg} \beta d}$$

où y_o est l'admittance caractéristique du guide, et puisque Z_p et ρ sont en parallèle.

$$Y/Y_o = Z_o/Z_\rho + Z_o/\rho = Y_\rho/Y_o + 1/R_o \qquad (C-5)$$

d'où

$$Y_\rho/Y_o = \frac{1 - i R \operatorname{tg}\beta d}{R - i \operatorname{tg}\beta d} - \frac{1}{R_o} \qquad (C-6)$$

où Y_ρ est l'admittance du plasma seul. En posant :

$$Y/Y_o = g + i b \qquad (C-7)$$

$$1/R_o = g_o \qquad (C-8)$$

$$Y_\rho/Y_o = g_\rho + i b \qquad (C-9)$$

on a finalement :

$$g_\rho = \frac{R (1 - \operatorname{tg}^2\beta d)}{R^2 + \operatorname{tg}^2 \beta d} - g_o \qquad (C-10)$$

$$b = \frac{\operatorname{tg}\beta d (1 - R^2)}{R^2 + \operatorname{tg}^2\beta d} \qquad (C-11)$$

et enfin :

$$r = g_\rho/(g_\rho^2 + b^2) \qquad (C-12)$$

$$x = b_\rho/(g_\rho^2 + b^2) \qquad (C-13)$$

où

$$r + i x = Z_\rho/Z_o \qquad (C-14)$$

Les grandeurs directement mesurables sont naturellement R_o, R et d c'est-à-dire les taux d'onde stationnaire et le déplacement d'un minimum après introduction du plasma.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"LES METHODES DE DIAGNOSTIC DES PLASMAS UTILISANT DES LASERS"

Vu et approuvé :
Paris, le 31 Mai 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 35
1966